

**UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID**  
**ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES**

**EFFECTOS GENERALIZADOS EN LAS  
SECCIONES EFICACES Y FACTORES DE  
DISCONTINUIDAD PARA ANÁLISIS  
AVANZADO DE NÚCLEOS DE  
AGUA A PRESIÓN**

**TESIS DOCTORAL**

**OSCAR LUIS CABELLOS DE FRANCISCO**

**Ingeniero Industrial por la E.T.S. de Ingenieros  
Industriales de Madrid**

**1998**

Pr  
Ref  
14/10  
A  
X  
NAOR  
DI  
NA  
BYO  
VPM



EJEMPLAR OFICIAL

T-417  
1998.

DEPARTAMENTO DE INGENIERIA NUCLEAR  
ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS  
INDUSTRIALES DE MADRID

Efectos Generalizados en las Secciones  
Eficaces y Factores de Discontinuidad  
para Análisis Avanzado de Núcleos de  
Agua a Presión

TESIS DOCTORAL

Oscar Luis Cabellos de Francisco

Ingeniero Industrial por la E.T.S. de Ingenieros  
Industriales de Madrid

Director de la Tesis: D. José María Aragonés Beltrán  
Dr. Ingeniero Industrial  
Catedrático de E.T.S.I. Industriales  
U.P.M.

1998

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE MADRID	
E. T. S. I. INDUSTRIALES	
BIBLIOTECA	
FECHA ENTRADA	29-4-98
Nº DOCUMENTO	357.639
Nº EJEMPLAR	357.641
SIGNATURA	T-417-1998
R. 477	





**TRIBUNAL ENCARGADO DE JUZGAR LA TESIS  
DOCTORAL**

Presidente                    D. Amalio Sáiz de Bustamante Alvarez

Vocales                    D. José María Martínez-Val Peñalosa

                                 D. José María Izquierdo Rocha

                                 D. Rafael Caro Manso

Vocal Secretario        D. Guillermo Velarde Pinacho

Calificación

CALIFICACION OBTENIDA

---



*A mis padres*



# Agradecimientos.

Al profesor D. José M<sup>a</sup> Aragonés Beltrán y a la profesora D<sup>a</sup> Carolina Alnert por su apoyo y dedicación durante la realización de la tesis. El desarrollo de nuevos códigos se basa en un profundo conocimiento de la física de reactores. Gracias al esfuerzo del equipo del profesor Aragonés, se han logrado avances significativos en este campo donde se enmarca la tesis. El trabajo constante y las discusiones conjuntas han permitido llevarla a buen puerto.

Al profesor D. Guillermo Velarde, Director del Instituto de Fusión Nuclear, por los medios técnicos que me han permitido realizar la tesis.

A los amigos del Instituto, becarios y profesores, con los que he tenido el placer de trabajar durante este periodo. Y muy especialmente a Nuria García-Herranz y David Cano por su amistad.

A mis padres, hermanos y a Cristina, por el tiempo que la tesis me ha restado de estar con ellos.



# Índice General

<b>I</b>	<b>Introducción</b>	<b>19</b>
<b>1</b>	<b>Introducción.</b>	<b>21</b>
1.1	Necesidad de herramientas de cálculo. . . . .	22
1.2	Estado actual de los modelos para el estudio de núcleos PWR. . .	23
1.3	Encuadre y significación de la tesis. . . . .	24
1.4	Objetivos de la tesis. . . . .	27
1.5	Estructura de la tesis. . . . .	28
<b>II</b>	<b>Estado del arte</b>	<b>31</b>
<b>2</b>	<b>Heterogeneidad en reactores nucleares.</b>	<b>33</b>
2.1	Heterogeneidad estática y dinámica. . . . .	33
2.1.1	Heterogeneidad estática. . . . .	34
2.1.2	Heterogeneidad dinámica. . . . .	34
2.2	Métodos y programas actuales para el cálculo neutrónico de un PWR. .	35
2.3	Secciones eficaces y heterogeneidades en el reactor. . . . .	36
2.4	Procedimiento de cálculo. . . . .	37
2.4.1	Modelo espectral-local de cálculo de celda. . . . .	37
2.4.2	Modelo espectral-local de elemento de combustible. . . . .	39
2.4.3	Modelo espectral-global de núcleo. . . . .	40
<b>3</b>	<b>Importancia de la homogeneización y condensación en las secciones eficaces.</b>	<b>43</b>
3.1	Métodos utilizados en la generación de constantes en pocos grupos. .	43

3.2	Cálculo del flujo en la celda. . . . .	45
3.2.1	Flujo en medio infinito y flujo crítico. . . . .	47
3.2.2	Distribución espacial del flujo y homogeneización espacial. . . . .	47
3.3	Espectro del flujo y condensación energética. . . . .	48
3.4	Cálculo del flujo homogeneizado en el elemento. . . . .	53
<b>4</b>	<b>Heterogeneidades operacionales.</b>	<b>55</b>
4.1	Tratamiento de la heterogeneidad en códigos de difusión. . . . .	56
4.1.1	Procedimiento de cálculo. . . . .	56
4.1.2	Idea de parametrización de las secciones eficaces. . . . .	57
4.1.3	Condensación energética. . . . .	57
4.1.4	Modelos macroscópicos y microscópicos. . . . .	58
4.2	Principales heterogeneidades. . . . .	59
4.3	Modelo de cálculo de realimentación de las secciones eficaces: Código CARMEN. . . . .	60
4.4	Procedimiento de cálculo. . . . .	61
4.4.1	Cálculo de Difusión en malla fina. . . . .	61
4.4.2	Cálculo termohidráulico. . . . .	62
4.4.3	Cálculo de las variables de realimentación . . . . .	63
4.4.4	Cálculo de las secciones eficaces en cada zona. . . . .	67
4.5	Tratamiento del fenómeno de resonancias. . . . .	68
4.5.1	Métodos de cálculo de las correcciones Dancoff. . . . .	70
<b>5</b>	<b>Modelos utilizados en la parametrización de secciones eficaces.</b>	<b>75</b>
5.1	Variables independientes utilizadas en el análisis de parametrización. . . . .	76
5.2	Historia espectral y quemado. . . . .	78
5.2.1	Cálculos de quemado. . . . .	79
5.2.2	Introducción a la historia espectral. . . . .	82
5.2.3	El tratamiento de la corrección de la historia espectral. . . . .	83
5.2.4	Forma genérica de considerar el efecto de historia espectral . . . . .	85
5.3	Parametrización en función del rango de aplicación. . . . .	90
5.4	Teoría de correlaciones estadísticas aplicadas. . . . .	91



<b>III</b>	<b>Desarrollo</b>	<b>93</b>
<b>6</b>	<b>Desarrollos en la modelización de núcleos PWR.</b>	<b>95</b>
6.1	Modelos de cálculo empleados. . . . .	96
6.1.1	Código de celda : WIMS/D - MARIA. . . . .	96
6.1.2	Código 2-D : COBAYA. . . . .	96
6.1.3	Código 3-D : SIMTRAN. . . . .	97
6.2	Mejoras introducidas en el modelo PIJ de WIMS. . . . .	97
6.2.1	Nuevo tratamiento de la geometría. . . . .	98
6.2.2	Renormalización del <i>tracking</i> . . . . .	98
6.2.3	División en sectores . . . . .	99
6.2.4	Formulación de PIJ Dancoff. . . . .	99
6.2.5	Formulación de factores de discontinuidad por barrita. . .	100
6.2.6	Aplicación a sistemas complejos. . . . .	100
6.2.7	Procedimientos desarrollados para utilizar PIJ. . . . .	101
6.3	Metodología desarrollada e implantación computacional. . . . .	103
6.3.1	Código GEN-PREWIM. . . . .	103
6.3.2	Código GEN-LIBRERIA. . . . .	107
6.3.3	Código COBAYA. . . . .	114
<b>7</b>	<b>Parametrización en el espacio de las variables físicas.</b>	<b>121</b>
7.1	Generación de la librería en todo el espacio paramétrico. . . . .	122
7.1.1	Librería de celda. . . . .	122
7.1.2	Extensión de la librería al caso nodal. . . . .	123
7.2	Modelo de parametrización. . . . .	123
7.3	Análisis de la celda de combustible. . . . .	124
7.4	Parametrización de las secciones eficaces. . . . .	126
7.4.1	Temperatura efectiva de resonancia del combustible. . . . .	126
7.4.2	Concentración de boro. . . . .	126
7.4.3	Temperatura del moderador. . . . .	126
7.4.4	Densidad del moderador. . . . .	128
7.4.5	Concentraciones de xenon y samario. . . . .	129

7.5	Parametrización multivariable. . . . .	129
7.6	Autoconsistencia del método. . . . .	131
<b>8</b>	<b>Historia espectral y de quemado.</b>	<b>133</b>
8.1	Diferentes evoluciones isotópicas. . . . .	133
8.1.1	Evolución isotópica del $U^{235}$ y del $U^{238}$ . . . . .	133
8.1.2	Productos de fisión. . . . .	134
8.1.3	Parámetros neutrónicos para diferentes historias de quemado. . . . .	136
8.1.4	Cambio del espectro neutrónico. . . . .	139
8.1.5	Efectos de la historia de quemado de tipo macroscópico. . . . .	139
8.2	Historia espectral. . . . .	141
8.2.1	Cálculo formal de la corrección de historia espectral. . . . .	143
<b>9</b>	<b>Factores de vecindad generalizados.</b>	<b>147</b>
9.1	Cambios espectrales en los grupos de energía debidos al efecto de vecindad. . . . .	151
9.1.1	Cambio espectral local. . . . .	151
9.1.2	Cambio espectral global. . . . .	154
9.1.3	Factores de discontinuidad. . . . .	156
9.2	Efectos de vecindad mediante nuevos índices de vecindad. . . . .	158
9.3	Factor Dancoff. . . . .	161
9.3.1	Mejoras en el método de Sauer. . . . .	162
9.3.2	Mejoras en el método PIJ. . . . .	162
9.3.3	Factores para celdas junto a vacantes. . . . .	164
9.3.4	Efecto del agua entre elementos sobre el factor Dancoff. . . . .	164
9.3.5	Efecto del reflector en el Dancoff. . . . .	165
9.3.6	Ejemplos de Dancoff mediante PIJ Dancoff. . . . .	166
9.4	Análisis y tratamiento del agua entre elementos. . . . .	167
9.4.1	Análisis del efecto del agua entre elementos. . . . .	168
9.4.2	Tratamientos del efecto del agua entre elementos. . . . .	169
9.5	Ejemplo de tratamiento en el elemento de combustible. . . . .	173
<b>10</b>	<b>Factores de discontinuidad.</b>	<b>177</b>

10.1 Factores de discontinuidad de celda. . . . .	177
10.1.1 Formulación mediante Newton-Raphson. . . . .	181
10.1.2 Formulación mediante Gauss-Newton. . . . .	181
10.1.3 Conclusiones. . . . .	182
10.2 Factores de discontinuidad en el reflector. . . . .	183
10.2.1 Análisis del reflector. . . . .	183
10.3 Formulación de los factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector. . . . .	186

## **IV Validación y contrastación 193**

<b>11 Análisis de criticidad de elemento. 195</b>	<b>195</b>
11.1 Estudio de criticidad de elementos en red regular. . . . .	195
11.1.1 Pruebas de validación. . . . .	196
11.2 Estudio de criticidad de elementos con reflector. . . . .	201
11.2.1 Introducción. . . . .	201
11.2.2 Características básicas del estudio. . . . .	202
11.2.3 Metodología. . . . .	202
11.2.4 Resultados del análisis. . . . .	205
11.2.5 Estudio de las distribuciones en el elemento. . . . .	207
<b>12 Análisis de criticidad de un color-set. 217</b>	<b>217</b>
12.1 Resultados del análisis del color-set mediante PIJ. . . . .	219
12.1.1 Distribución de factores Dancoff por barrita. . . . .	219
12.1.2 Distribución de potencias por barrita. . . . .	220
12.1.3 Distribución de reactividad local. . . . .	220
12.1.4 Factores de discontinuidad del grupo rápido y térmico calculados mediante Gauss-Newton. . . . .	221
12.2 Contrastación de los resultados obtenidos por PIJ. . . . .	221
12.2.1 Diferencias respecto a la distribución de potencia en el primer paso de quemado. . . . .	223
12.2.2 Diferencias respecto a la reactividad del conjunto. . . . .	223

<b>13 Validación con un Benchmark como banco de pruebas experimental.</b>	<b>227</b>
13.1 Descripción del Benchmark propuesto por la ANS. . . . .	227
13.1.1 Introducción. . . . .	227
13.1.2 Características básicas del experimento. . . . .	228
13.1.3 Especificaciones del Benchmark y modelización. . . . .	229
13.2 Estudios realizados y tratamiento mediante COBAYA. . . . .	232
13.2.1 Desarrollos realizados para el análisis del Benchmark. . . . .	232
13.3 Resumen de los resultados comparativos de los tres casos del Benchmark. . . . .	237
13.3.1 Valores de reactividad. . . . .	238
13.3.2 Distribuciones de potencia. . . . .	239
13.4 Análisis de reactividad de elementos en red regular. . . . .	240
<b>14 Aplicación en núcleos PWR.</b>	<b>247</b>
14.1 Introducción. . . . .	247
14.2 Diseño del núcleo de Ascó-II. ciclos 1 y 2. . . . .	247
14.2.1 Esquema y características del ciclo 1. . . . .	248
14.2.2 Análisis de la importancia del agua entre elementos. . . . .	250
14.2.3 Esquema y características del ciclo 2. . . . .	251
14.3 Especificaciones del núcleo con la nueva metodología. . . . .	252
14.4 Resultados obtenidos en el análisis de núcleo completo. . . . .	256
14.4.1 Metodología de cálculo. . . . .	256
14.4.2 Resultados ciclo 1 de Ascó II. . . . .	257
14.4.3 Resultados ciclo 2 de Ascó II. . . . .	261
<b>V Conclusiones</b>	<b>265</b>
<b>15 Conclusiones.</b>	<b>267</b>
15.1 Importancia del tratamiento detallado de la heterogeneidad. . . . .	268
15.2 Descripción del modelo. . . . .	268
15.3 Validación y Contrastación. . . . .	270

15.4 Conclusiones finales. . . . .	270
15.5 Líneas futuras de desarrollo. . . . .	271

<b>Bibliografía</b>	<b>272</b>
---------------------	------------

<b>VI Apéndice</b>	<b>281</b>
--------------------	------------

<b>A Dependencia espectral de las secciones eficaces.</b>	<b>283</b>
A.1 Introducción. . . . .	283
A.2 Ecuación de Difusión en multigrupos. . . . .	283
A.3 Ecuación de Difusión en dos grupos de energía. . . . .	287
A.4 Espectro de flujo en un reactor térmico. . . . .	288
A.5 Cambio del espectro térmico . . . . .	288
<b>B Teoría de difusión en dos grupos.</b>	<b>291</b>
B.1 Método de <i>Expansión Modal</i> . . . . .	292
B.2 Ecuación de dos grupos del modo fundamental o asintótico. . . . .	294
B.3 Teoría de 3 grupos. . . . .	297
B.4 Fugas por grupo en la celda de combustible. . . . .	298
B.5 Ecuación de dos grupos para un sistema infinito. . . . .	299
B.5.1 Comparación de espectros. . . . .	299
B.6 Efecto en reactividad del cambio de las secciones eficaces. . . . .	301



# Índice de Figuras

3.1 Esquema de un cálculo típico de elemento combustible para generar secciones eficaces en dos grupos. . . . .	46
3.2 Sección eficaz de dispersión de oxígeno e hidrógeno. . . . .	50
3.3 Sección eficaz de fisión de U238. . . . .	51
3.4 Sección eficaz de fisión de Pu239 y U235. . . . .	52
3.5 Sección eficaz de captura del Pu240. . . . .	53
4.1 Cadena del xenon. . . . .	63
4.2 Cadena del samario. . . . .	65
4.3 Posición de barras entre elementos . . . . .	73
6.1 Trayectorias de PIJ en una celda cuadrada con combustible. . . . .	98
6.2 División anular y en sectores de un pin cell. . . . .	99
6.3 Esquema de los códigos GEN-PREWIM y GEN-LIBRERIA. . . . .	114
7.1 Variación de la sección eficaz de absorción rápida con la temperatura efectiva del combustible. . . . .	130
7.2 Variación de la sección eficaz de absorción térmica vs densidad del moderador. . . . .	130
7.3 Errores de parametrización de variables locales. . . . .	131
7.4 Derivada parcial de la absorción térmica con la densidad vs quemado. . . . .	131
7.5 Derivada parcial de la absorción térmica con la SH vs quemado. . . . .	132
8.1 Diferencias de concentración de Pu 239 para diversas historias de quemado. . . . .	134
8.2 Diferencias de concentración de Pu 241 para diversas historias de quemado. . . . .	135

8.3	Diferencias de concentración de Xe 135 para diferentes historias de quemado. . . . .	135
8.4	Diferencia de concentración de Ru 103 para diferentes historias de quemado. . . . .	136
8.5	Diferencia de concentración de Rh 105 para diferentes historias de quemado. . . . .	137
8.6	Importancia de fisiones vs quemado. . . . .	137
8.7	Espectro del flujo neutrónico en distintas condiciones a altos quemados. . . . .	139
8.8	Diferencias de sección eficaz de absorción rápida para diferentes historias de quemado. . . . .	140
8.9	Diferencias de sección eficaz de absorción térmica para diferentes historias de quemado. . . . .	140
8.10	Diferencias en reactividad para una celda de combustible con diversas historias de quemado. . . . .	141
8.11	Diferencias en reactividad para diversos casos de historia de quemado al incluir la corrección de historia espectral de la ecuación 5.2. . . . .	142
8.12	Errores en reactividad con el nuevo índice de historia espectral para diferentes casos de quemado. . . . .	143
8.13	Derivada parcial de la absorción térmica respecto a la SH vs quemado para los índices espectrales previos. . . . .	145
8.14	Derivada parcial de la absorción térmica respecto a la SH vs quemado para el nuevo índice espectral. . . . .	146
9.1	Esquema representativo de análisis de vecindad en celdas de tipo combustible. . . . .	148
9.2	Espectro del flujo térmico para cuatro casos diferentes de vecindad. . . . .	151
9.3	Sección eficaz de absorción térmica total del boro 10. . . . .	152
9.4	Sección eficaz de absorción rápida promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 0.625 eV. . . . .	153
9.5	Sección eficaz de absorción térmica promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 0.625 eV. . . . .	153
9.6	Sección eficaz de absorción rápida promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 4.0 eV. . . . .	154
9.7	Sección eficaz de absorción térmica promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 4.0 eV. . . . .	154



9.8 Espectro del flujo en condiciones de fugas neutrónicas diferentes. . .	155
9.9 Cambio de la sección eficaz de absorción rápida vs variación de fugas globales. . . . .	155
9.10 Cambio de la sección eficaz de absorción rápida vs variación de fugas globales. . . . .	156
9.11 Factores de discontinuidad del grupo rápido vs quemado. . . . .	157
9.12 Factores de discontinuidad del grupo térmico vs quemado. . . . .	157
9.13 Diferencias de flujo y potencia al introducir los factores de discontinuidad. . . . .	158
9.14 Variación de la sección eficaz de absorción térmica con el buckling local térmico. . . . .	159
9.15 Errores en reactividad en los diferentes casos de vecindad. . . . .	160
9.16 Variación de la sección eficaz térmica con el Bth vs densidad del refrigerante. . . . .	160
9.17 Variación de la sección eficaz de absorción rápida vs Dancoff a diferentes densidades. . . . .	161
9.18 Factores Dancoff en red regular. . . . .	163
9.19 Factores Dancoff para un elemento 17x17 con tubos guía. . . . .	166
9.20 Factores Dancoff para un elemento 17x17 con 24 wabas. . . . .	166
9.21 Diferencias en % de los factores Dancoff para dos elementos 17x17, uno con 24 tubos guía y el otro con 24 wabas. . . . .	167
9.22 Diferencias del factor Dancoff en la interfase entre elementos: $(D_{sin} - D_{con})/D_{sin} * 100 \%$ . . . . .	169
9.23 Cambio de densidad del moderador aplicado a los sectores de una celda de combustible. . . . .	170
9.24 Diferencias de distribuciones Dancoff en % respecto al de red regular para PIJ, de un elemento con 24 tubos guía. . . . .	172
9.25 Diferencias de distribuciones de Dancoff en % respecto al de red regular, para un elemento con 24 tubos guía en COBAYA. . . . .	172
9.26 Esquema de cálculo de celdas en strap. . . . .	174
9.27 Diferencias de potencias (en %) entre los modelos PIJ y COBAYA, para un elemento 17x17, en red regular con 24 tubos guía. . . . .	175
10.1 Esquema de flujos térmico y rápido en un red de 5x5 celdas, con barra central de control. . . . .	178

10.2 Esquema de corrientes en la malla de difusión para el cálculo de los factores de discontinuidad. . . . .	179
10.3 Espectro núcleo-reflector. . . . .	184
10.4 Evolución de la sección eficaz de transporte radialmente. . . . .	184
10.5 Evolución de la sección eficaz de absorción radialmente. . . . .	185
10.6 Evolución de la sección eficaz de dispersión radialmente. . . . .	185
10.7 Esquema radial de la zona núcleo-reflector . . . . .	187
10.8 Evolución radial de flujo de transporte y de difusión. . . . .	189
10.9 Evolución radial de la relación de factores de discontinuidad (r) del grupo rápido. . . . .	190
10.10 Evolución radial de la relación de los factores de discontinuidad (r) del grupo térmico. . . . .	191
11.1 Desviación típica de las diferencias de potencias (en %) para los casos de 12 wabas, 24 tubos guía y 12 wabas con quemado en función del quemado del ciclo. . . . .	200
11.2 Esquema de celdas en un elemento 14x14. . . . .	203
11.3 Factores Dancoff calculados con PIJ Dancoff. . . . .	209
11.4 Potencias relativas (%) por barra. . . . .	210
11.5 Distribuciones de kinf (%) por barra. . . . .	210
11.6 Distribuciones de kinf del modo fundamental (%) por barra. . . . .	211
11.7 Factores de discontinuidad del grupo rápido obtenidos con Newton Raphson, normalizados los factores de discontinuidad del combustible a la unidad. . . . .	212
11.8 Factores de discontinuidad del grupo térmico obtenidos con Newton Raphson, normalizados los factores de discontinuidad del combustible a la unidad. . . . .	212
11.9 Factores de discontinuidad del grupo rápido obtenidos con Gauss Newton. . . . .	214
11.10 Factores de discontinuidad del grupo térmico obtenidos con Gauss-Newton. . . . .	214
11.11 Distribución de flujo térmico para diversos cortes transversales. . . . .	215
11.12 Distribución de flujo rápido para diversos cortes transversales. . . . .	216
12.1 Esquema del color-set analizado, formado por dos tipos de elementos combustibles diferentes. . . . .	218

12.2 Distribución de factores Dancoff por tipo de barra en el color set obtenidos mediante PIJ. . . . .	219
12.3 Distribución de potencias relativas por barra en el color set calculadas mediante PIJ. . . . .	220
12.4 Distribución de diferencias de reactividad local por barra en el color set calculada mediante PIJ. . . . .	221
12.5 Distribución de factores de discontinuidad del grupo rápido calculado mediante PIJ. . . . .	222
12.6 Distribución de factores de discontinuidad del grupo térmico calculado mediante PIJ. . . . .	222
12.7 Diferencias de la distribución de potencia (en %) calculada por PIJ respecto a la calculada por COBANO. . . . .	223
12.8 Diferencias de la distribución de potencia (en %) calculada por PIJ respecto a la calculada por COBAYA. . . . .	224
12.9 Desviación típica de las diferencias de potencias (en %) por barra en función del quemado. . . . .	224
12.10 Errores en reactividad (en pcm) del conjunto en función del quemado. . . . .	225
13.1 Figura axial del núcleo. . . . .	228
13.2 Corte transversal del núcleo. . . . .	229
13.3 Elemento tipo C con pyrex. . . . .	231
14.1 Esquema de recarga ciclo 1. central de Ascó II. . . . .	248
14.2 Esquema de elemento 2.6 w/o y 12 wabas. . . . .	249
14.3 Esquema de elemento 2.6 w/o y 24 tubos guía. . . . .	249
14.4 Diferencia de Boro. FdH y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo 1. sin tener en cuenta el agua entre elementos. . . . .	250
14.5 Esquema de recarga del ciclo 2 de Ascó II. . . . .	251
14.6 Distribución axial de valores relativos de quemado e isótopos fisibles en un reactor nuclear. . . . .	255
14.7 Diferencia de Boro. FdH y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo1 respecto a COBAYA. . . . .	257
14.8 Diferencia de Boro. FdH y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo2 respecto a COBAYA. . . . .	262
14.9 Comparación de la curva de boro para los dos primeros ciclos del núcleo de Ascó II. . . . .	263

A.1 Sección eficaz media de absorción en multigrupos en el combustible de una celda típica. . . . .	286
A.2 Espectro del flujo en una celda de referencia calculada con el código WIMS en 69 grupos. . . . .	289

# Índice de Tablas

3.1	Códigos de análisis nuclear. . . . .	44
3.2	Teorías de transporte integral. . . . .	45
3.3	Estructura de grupos epitérmicos del código WIMS. . . . .	50
3.4	Estructura de grupos de resonancia del código WIMS. . . . .	52
3.5	Estructura de grupos térmicos del código WIMS. . . . .	54
5.1	Variables de parametrización en reactores del tipo Savannah River Plant. . . . .	76
5.2	Variables de parametrización en el sistema de códigos CASMO para reactores tipo PWR. . . . .	77
5.3	Variables definidas: Instantáneas y promediadas. . . . .	81
5.4	Diferencias en CTM para Zion-2, código NODETRAN. . . . .	89
5.5	Valores de CTM, código PHOENIX. . . . .	89
5.6	Variables reactor VVER. . . . .	91
6.1	Formato de la librería de celda de combustible. . . . .	113
7.1	Secciones eficaces en dos grupos y otros parámetros. . . . .	121
7.2	Parámetros sin dependencia energética. . . . .	122
7.3	Variables de estado en la parametrización multilineal. . . . .	122
7.4	Secciones eficaces para ciertos cambios en las variables de operación. . . . .	127
8.1	Parámetros característicos de isótopos de vida media corta. . . . .	136
8.2	Parámetros neutrónicos en función de la impotancia de fisiones. . . . .	138
8.3	Importancia de las fisiones en función del quemado. . . . .	138
9.1	Factores de Goldstein y Cohen utilizados en WIMS. . . . .	162

9.2 Valores de $D_{in}$ y $D_{ave}$ por grupo de resonancia. . . . .	163
11.1 Valores de $k_{eff}$ para distintos números de celdas de reflector. . . .	204
11.2 Valores de $k_{eff}$ para distintos enriquecimientos. . . . .	205
11.3 Valores de $k_{eff}$ para diferente número de elementos. . . . .	207
11.4 Factores de discontinuidad núcleo-reflector para varios enriquecimientos. . . . .	207
12.1 Rendimientos de xenon y samario para las librerías Lib86 y Libgd.	225
13.1 Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo B: Experimental. MCNP4a y calculado. . . . .	236
13.2 Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo C: Experimental. MCNP4a y calculado. . . . .	237
13.3 Valores de reactividad para los casos A, B y C. . . . .	238
13.4 Diferencias en reactividad ENDF/B-VI y JEF2.2 con el código TRIPOLI-4. . . . .	238
13.5 Comparación de las desviaciones estándar de los errores relativos.	239
13.6 Valores de reactividad pin cell: PIJ, SN, CPM-2, MCNP4a y TRIPOLI-4. . . . .	241
13.7 Datos neutrónicos de pin cell: PIJ, SN y TRIPOLI-4. . . . .	242
13.8 Valores de reactividad elemento tipo B: PIJ, CPM-2, MCNP4a y TRIPOLI-4. . . . .	242
13.9 Datos neutrónicos de elemento tipo B: PIJ y TRIPOLI-4. . . . .	242
13.10 Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo B en red regular: MCNP4a, CPM-2 y calculado por PIJ. . . . .	243
13.11 Valores de reactividad elemento tipo C: PIJ, CPM-2, MCNP4a y TRIPOLI-4. . . . .	244
13.12 Datos neutrónicos de elemento tipo C: PIJ y TRIPOLI-4. . . . .	244
13.13 Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo C en red regular: MCNP4a, CPM-2 y calculado por PIJ. . . . .	245
14.1 Tipos de celdas en la nueva formulación para Ascó II ciclo 1. . .	252
14.2 Casos necesarios de WIMS según la nueva modelización. . . . .	252

## Nota y aclaraciones.

En el texto se dan continuamente comparaciones y diferencias de los códigos COBAYA o COBANO respecto a códigos o medidas utilizados como referencia. En estas comparaciones se debe entender al hablar de diferencias de potencias que se trata de diferencias relativas en tanto por ciento. Las comparaciones respecto a reactividad se darán en partes por cien mil (pcm).

## Términos y abreviaturas.

A.O.	Axial Offset (desviación axial de potencia)
B.O.C.	Begin of Cycle (principio de ciclo)
Benchmark	ejercicio de intercomparación de códigos
branch	perturbación cuando se opera en condiciones nominales
buckling	laplaciano
coastdown	alargamiento del ciclo
color-set	conjunto de elementos
C.T.M.	Coefficiente de Temperatura del Moderador
cluster	geometría cilíndrica del elemento para WIMS
E.O.C.	End of Cycle (final de ciclo)
eV	electrón voltio
fd	factor de discontinuidad
fuel	barritas de combustible
H.F.P.	Hot Full Power (operación a plena potencia)
H.Z.P.	Hot Zero Power (operación a potencia cero en caliente)
L.W.R.	Light Water Reactors (reactores de agua ligera)
MOX	Combustible mixto de óxidos de plutonio y uranio
off-nominal	operación fuera de condiciones nominales
pcm	partes por cien mil
pin cell	barrita de combustible
ppm	partes por millón
P.W.R.	Pressurized Water Reactor (reactor de agua a presión)
Ray tracing	trazado de rayos
scram	inserción de bancos de control para parada
SH	Spectral History (historia espectral)
strap	espacio de moderador extra entre elementos combustibles
tracking	trayectoria utilizada en PIJ
WABA	Wet Annular Burnable Absorber (barra de veneno consumible)

---

Algunas palabras y acrónimos utilizados en la tesis son de inglés técnico, que por su uso habitual, se emplean por defecto sin traducción al castellano. La mayor parte de los términos han sido traducidos, aunque por simplicidad se utilizan en ecuaciones o expresiones regulares muy repetidas.





# **Parte I**

## **Introducción**



# Capítulo 1

## Introducción.

En la referencia [4] se realiza el estudio y validación de los métodos de cálculo de núcleos heterogéneos de reactores de agua a presión, que se utiliza básicamente en el sistema de códigos SEANAP. Se describe en detalle toda la metodología del código bidimensional COBAYA[14]. En el apartado de conclusiones de dicha referencia se presentaban dos líneas futuras de trabajo: en primer lugar, la extensión del método a tres dimensiones (donde se desarrolla el código SIMULA[12]); y en segundo lugar se planteaba como línea de futuro a desarrollar la mejora de las realimentaciones en las secciones eficaces.

Es en este apartado, donde se encuadra el trabajo realizado en esta tesis. Esto ha requerido un estudio en profundidad de la física básica de las secciones eficaces y el desarrollo de una metodología para integrar estos nuevos tratamientos en un modelo de cálculo de similares características al código COBAYA. El objetivo pretendido es obtener con gran precisión, las distribuciones de potencia por barra, consiguiendo una capacidad de cálculo equivalente a la del sistema de cálculo PDQ-HARMONY.[6], [27], [79], o bien, en su defecto acotar básicamente el error del modelo.

El nuevo sistema utilizado para describir el tratamiento de las secciones eficaces supone un mayor conocimiento del detalle heterogéneo del reactor. El objetivo planteaba la necesidad de incorporar al método de cálculo una mejora en el tratamiento detallado de las secciones eficaces locales, en función de los valores de las variables de realimentación, es decir: concentración de boro, xenon y samario, densidad del agua, densidad de potencia y quemado.

De esta manera, las secciones eficaces se determinan para cada intervalo de malla fina o celda, utilizando las distribuciones detalladas de flujo neutrónico y densidad de potencia. Mediante un método iterativo se obtiene con buena precisión el tratamiento heterogéneo y detallado del reactor. Con estos valores locales y mediante la homogeneización de las secciones eficaces, se pueden disponer de los valores nodales para la utilización en el cálculo global del núcleo. [31]

Una característica fundamental del método de cálculo utilizado es la homogeneización acoplada de las secciones eficaces en dos grupos. Después del cálculo local, y con la distribución detallada del flujo neutrónico en malla fina, obtenida en este paso de cálculo, las secciones eficaces pueden homogeneizarse dentro de cada nodo (etapa previa al cálculo nodal del núcleo).

De esta manera, los parámetros homogeneizados forman parte del propio cálculo iterativo del núcleo, siendo obtenidos de la forma más correcta posible, con una distribución detallada de flujo calculado en el paso previo de malla fina. Es decir, se llega al tratamiento local de cada barra de combustible, con la geometría y el entorno real en el que se encuentra en el núcleo. Esto va a permitir una mejor definición de la homogeneización de las secciones eficaces, con el acoplamiento entre el cálculo local y el cálculo global, imponiendo las condiciones de frontera reales en dicho acoplamiento. [32]

## 1.1 Necesidad de herramientas de cálculo.

El análisis, diseño y seguimiento de operación de los reactores de agua a presión requiere unos cálculos rigurosos y detallados del núcleo. [2] Disponer de este tipo de herramientas computacionales permite el conocimiento durante todo el ciclo de operación de las distribuciones de potencia, valor de bancos, márgenes de parada y tasas de quemado isotópico, no sólo en condiciones de operación normal sino también en condiciones de operación transitoria. Con el fin de mantener en todo momento los requisitos de seguridad y fiabilidad que rigen el funcionamiento de los reactores nucleares, se utilizan este tipo de códigos para realizar cálculos detallados y tridimensionales del núcleo.

Supuestas conocidas las propiedades termohidráulicas de operación existentes en el reactor, y los datos nucleares, la tarea se reduce a evaluar la ecuación de transporte neutrónico tridimensional. La habilidad para llevar a cabo los cálculos del núcleo depende de los modelos empleados para predecir, principalmente, la distribución neutrónica espacial, angular y energética.

Sin embargo, existe una complejidad inherente en el cálculo de reactores (en la modelización de cada tipo de barra del reactor) que limita la resolución de la ecuación de transporte tridimensional. Existen barras de combustible de distinto enriquecimiento y quemado, tubos guía y tubos de instrumentación, venenos consumibles como wabas, o barras de combustible con gadolinio en distintas concentraciones, barras de control de diferentes tipos, tales como  $B_4C$  o  $Ag-In-Cd$ , y en casos especiales incluso barras de acero en sustitución de determinadas barras combustibles dañadas. Aparece el concepto de heterogeneidad tridimensional local (por la diferente composición isotópica y por las variaciones termodinámicas locales) y espectral.

Se realiza una clasificación de diferentes tipos de heterogeneidad en el análisis

del cálculo. En primer lugar una *heterogeneidad local*, definida por variables locales e instantáneas, de tipo termohidráulico (densidad del refrigerante, temperatura del moderador, temperatura del combustible) y de tipo neutrónico (concentración de boro, venenos neutrónicos). En segundo lugar, está presente una *heterogeneidad espectral*, definida por variables generalizadas, con una dependencia, por una parte, de la historia espectral de quemado (por la importancia de la aparición de Plutonio 239) y por otra parte, una dependencia que se ha definido como condiciones o variables de vecindad, tanto a nivel local (de celda) como a nivel global (de nodo). En donde, los valores de fugas por grupo de energía juegan un papel muy importante.

Por ello, y aunque sea posible realizar un análisis tridimensional mediante técnicas de Monte Carlo, con un coste computacional muy alto, el tratamiento de la heterogeneidad antes mencionada pondría en cuestión la posibilidad de un tratamiento real en cada punto del reactor, debido a que se debería hacer una continua realimentación a nivel local, para tener en cuenta los efectos de heterogeneidad tridimensionales y espectrales. E inclusive la utilización de Métodos de Transporte  $S_N$  o Probabilidades de Colisión excederían la capacidad de cálculo por la misma complejidad del problema.

La precisión en los análisis de los núcleos PWR depende de la solución espacial del modelo neutrónico, además de la exactitud de los datos de las secciones eficaces usados en los códigos. El objetivo de la tesis ha consistido en el desarrollo de un modelo de cálculo que se utiliza para el análisis del núcleo en 2D. Es un modelo de difusión en malla fina mejorado, utilizando coeficientes de corrección por transporte en el cálculo de celda, tomando para el análisis una librería en dos grupos de energía para cada tipo de barra. Esta librería clasifica los efectos de heterogeneidad antes mencionados, lo que permite suponer una mejora substancial en el análisis de la heterogeneidad local de los núcleos de agua a presión.

## 1.2 Estado actual de los modelos para el estudio de núcleos PWR.

El *estado del arte* alcanzado con los métodos nodales avanzados para el estudio de los PWR, está en un nivel que se puede calificar de: gran precisión en los resultados y de una alta eficiencia computacional [57], [89]. El gran avance de estos métodos se basa en los últimos desarrollos incorporados en el cálculo: la utilización de modelos bastante rigurosos basados en el concepto de integración transversal, la mejora de los modelos de elemento combustible con el tratamiento de la zona del reflector, modelos potentes de reconstrucción detallada de las potencias por barra y el análisis de variación espacial de las secciones eficaces en el interior del nodo por efectos de las distribuciones intranodales de quemado y de historia espectral. [47], [48], [56]

El desarrollo de todo diseño neutrónico de un reactor se basa en el problema de reducir el gran número de detalles espacio-energéticos-temporales dependientes entre sí y que influyen en la solución final del reactor.

En una primera fase de cálculo se lleva a cabo el proceso de homogeneización y condensación, es decir, se considera la transición entre un cálculo de transporte en multigrupos para el elemento de combustible, hacia un cálculo nodal en dos grupos y dos dimensiones con teoría de difusión.

Por lo tanto se requieren los procedimientos adecuados de homogeneización y deshomogeneización para la transformación de esta teoría de transporte, con geometría explícita de un elemento heterogéneo, en una formulación de difusión que utiliza valores homogeneizados. Para realizar en una segunda fase la posterior reconstrucción de la solución heterogénea a partir de la solución nodal obtenida.

Los procedimientos de homogeneización tienen en cuenta la estructura heterogénea del elemento de combustible y su influencia en la solución global del reactor. Se utilizan parámetros equivalentes (factores de discontinuidad o factores de heterogeneidad) y secciones eficaces promediadas que conserven las tasas de reacción, además de las corrientes reales en las interfaces nodales.

Este análisis de heterogeneidad espacial implica la necesidad de un cálculo en dos grupos energéticos puesto que existe una diferencia esencial entre la interacción local del espectro térmico y la interacción global del grupo epitérmico.

Las transiciones espectrales complejas que pueden ocurrir en la interfase entre elementos combustibles o en la interfase de elementos combustibles y reflector, afectan a la solución global del reactor, y sólo pueden tenerse en cuenta mediante un modelo de dos grupos de energía.

Por otra parte, el uso de modelos microscópicos en dos grupos evita un cálculo detallado de la dependencia histórica de la generación de productos de fisión y actínidos de cada barra de combustible, si bien requiere unas capacidades de memoria enormes que desbordan el objetivo global del análisis tridimensional del núcleo.

### **1.3 Encuadre y significación de la tesis.**

La complejidad del cálculo neutrónico con los códigos actuales de núcleos PWR, radica fundamentalmente en las grandes dimensiones espaciales (respecto al valor del recorrido libre medio de los neutrones) y en las fuertes heterogeneidades existentes en el núcleo. Se necesita una representación geométrica muy detallada con un gran número de celdas o puntos espaciales, o bien el uso de técnicas nodales de malla gruesa, junto a procesos de homogeneización y deshomogeneización, para reproducir y reconstruir las potencias por barra con la precisión deseada.

La complejidad del análisis no está en las ecuaciones que deben plantearse para la determinación de las distribuciones de flujo neutrónico (de la densidad de potencia) y de las concentraciones isotópicas, ya que las ecuaciones de difusión en pocos grupos y las ecuaciones de quemado cuasiestático dan suficiente aproximación. Y por supuesto tampoco se supone que las secciones eficaces y otros datos nucleares, disponibles en las librerías de datos nucleares con suficiente exactitud, aporten una dificultad adicional.

Se da por hecho, que la solución espacial de los modelos avanzados de núcleos PWR es lo suficientemente satisfactoria y ya hoy día se puede considerar como bastante bien establecida.

Sin embargo, queda patente cómo la menor atención que han recibido los modelos de secciones eficaces no es la adecuada a la precisión que actualmente poseen los modelos nodales avanzados. Por ello, en la Reunión Anual de la American Nuclear Society de 1995, A. DiGiovaine y K.S. Smith planteaban que: *la complejidad de los modelos de secciones eficaces obliga a suponer ciertas aproximaciones en el cálculo de las mismas. Siendo estas secciones eficaces las utilizadas en los códigos de análisis del núcleo de reactores PWR.*

En primer lugar se puede suponer, como primera fuente objetiva de error, el uso de las librerías de datos nucleares y cómo estos diferentes datos neutrónicos pueden afectar al resultado del análisis global.[72]

Otro de los apartados de interés es la gran variedad de códigos de cálculo de elemento combustible, de cuyo análisis se obtienen las Secciones Eficaces. No sólo vendrán afectados por los diferentes modelos de cálculo (Monte Carlo, probabilidades de colisión, transporte,...) sino por todo un compendio físico desarrollado en torno a estas herramientas de cálculo de elemento combustible. [38], [49], [52], [75], [82]

La generación de la librería de Secciones Eficaces necesita de todo un conjunto de cálculos de quemado en condiciones de operación del reactor, que no sólo tenga en cuenta las condiciones de funcionamiento nominal, sino que cubra todo el amplio rango de cambio de variables físicas del reactor. La generación de estas matrices de casos está ampliamente desarrollada en los códigos. Pero esto no impide que se desarrollen modelos que intenten mejorar y optimar la generación de estas librerías, con el fin de evitar los efectos no lineales de parametrización que aparecen al tomar el quemado como variable de interpolación paramétrica. [23] Se deben incluir los análisis de historia espectral como un efecto de gran interés en el tratamiento y corrección de las secciones eficaces. [78]

El estudio de la parametrización de las secciones eficaces se basa en un método o modelo estadístico. A pesar de su sencillez, es interesante destacar la necesidad de analizar cuáles van a ser las variables a utilizar, estudiar el mejor tipo de cambio de variable, contrastar la robustez del método, eliminar fenómenos no lineales de interpolación, así como elegir el número óptimo de casos estadísticos, y que tenga

validez en el rango más amplio posible de estados de operación.

Sin embargo, A. DiGiovaine y K.S. Smith centraron su atención en las hipótesis y simplificaciones utilizadas en la mayoría de los códigos nodales y que han sido aceptadas.

- En primer lugar, los modelos utilizados en la homogeneización del elemento combustible emplean valores promedios en dos grupos, para una zona relativamente extensa (referido a un nodo, es decir, elemento de combustible o una porción del mismo). La heterogeneidad del flujo obliga a desarrollar unos métodos de cálculo que permiten la continuidad de la corriente en la interfase pero aceptando la discontinuidad del flujo en la superficie entre nodos. La teoría de la homogeneización nodal está ampliamente difundida y es utilizada en la mayor parte de los códigos, siendo conceptualmente desarrollada por Koebke [12], [84]. Uno de los avances realizados en esta tesis es hacer extensible (al modelo utilizado de análisis de difusión por malla fina) la metodología nodal de los factores de discontinuidad. Introduciendo estos *factores de discontinuidad de celda*, con lo que el análisis de la heterogeneidad espacial de la distribución del flujo estará mejor representada, así como el tratamiento detallado de la zona del reflector.
- En segundo lugar, el tratamiento de los diferentes modelos de quemado es otro de los aspectos de interés. El modelo más utilizado es el definido como macroscópico, en el cual se engloban en las secciones eficaces macroscópicas la mayor parte de la contribución de los isótopos presentes en el combustible, exceptuando boro, xenon y samario. Lógicamente el desarrollo de un modelo microscópico, impone la necesidad de calcular todas las secciones eficaces microscópicas previstas en la amplia isotopía del reactor, con una gran capacidad de memoria de almacenamiento y mayor cantidad de cálculos para evaluar todas las secciones eficaces microscópicas. Este modelo microscópico evita las consideraciones fenomenológicas de la historia espectral, al utilizar como base un código de quemado macroscópico. El estudio de la historia espectral será uno de los aspectos en los que se centrará una parte importante del trabajo de investigación de esta tesis.
- En tercer lugar, el efecto de quemado intranodal del elemento, es también uno de los aspectos que está acaparando gran parte del esfuerzo de estudio en estos últimos años. Este efecto está fuertemente ligado al análisis, no sólo de la forma espacial del flujo en el interior del elemento combustible, sino también a su análisis espectral, es decir, el cambio del espectro energético del flujo neutrónico. El acoplamiento espacio-energía del flujo, induce unas distribuciones de quemado que afectan al análisis de las secciones eficaces para cada tipo de barrita del elemento [76]. Se puede considerar que, junto a este efecto de la distribución intranodal de quemado en el interior del elemento, aparece el efecto de la distribución intranodal de la historia de



quemado, [54]. [60] como función del espectro de quemado de cada celda. Paralelamente a este estudio de variables locales por tipo de barrita, se debe prestar atención a la presencia de productos de fisión acumulables también por tipo de celda, siguiendo la metodología de análisis de las distribuciones intranodales más significativas del elemento.[13]

- Finalmente, se plantea la influencia en el cálculo de las secciones eficaces, debida a cambios de las variables intranodales de tipo instantáneo y/o local. El análisis espectral y de fugas en el elemento combustible con modelos de corriente neta nula, es una simplificación de su estado real en el reactor, debido a la apreciable interacción espectral en la interfase del elemento. Con la metodología de *color-sets* y la obtención de las funciones de forma, los efectos espectrales estarán implícitamente incluidos en estas funciones. Si bien en el cálculo del elemento combustible, analizado en este trabajo de investigación, son las secciones eficaces, calculadas a nivel intranodal, quienes modelan explícitamente las interacciones espectrales entre elementos vecinos por efectos de las fugas neutrónicas.

## 1.4 Objetivos de la tesis.

El proyecto de investigación se propone como objetivo central el desarrollo y cualificación de pruebas de principio computacionales y de validación por contrastación con las medidas en reactores, de métodos de simulación computacional, detallada tridimensional, con tratamiento preciso de las heterogeneidades reales de los núcleos de agua a presión.

Las actividades de investigación a desarrollar incluyen:

- Estudio de los efectos de realimentaciones cruzadas en las secciones eficaces macroscópicas y microscópicas en dos grupos de energía (rápido y térmico) de las condiciones locales instantáneas e históricas, durante el quemado previo, de las variables más relevantes: densidad y temperatura del moderador, temperatura del combustible, material estructural (rejillas), control y absorbentes consumibles.
- Métodos y procedimientos para el cálculo de las dependencias funcionales y algoritmos efectivos de interpolación o ajuste funcional para la inclusión de las realimentaciones en el cálculo tridimensional detallado.
- Implantación de cálculo de elemento combustible y de núcleo completo, destinado al análisis detallado de las distribuciones locales de potencia, junto a las variables de análisis general del cálculo de reactores.

Este proyecto de investigación se plasmará en su mayor parte en una tesis doctoral de calidad científica y tecnológica en el marco nacional e internacional. Como resultado del proyecto, se presenta uno de los simuladores más completo y preciso, al tiempo que computacionalmente más avanzado, de los núcleos de agua a presión a nivel mundial. Esta tesis doctoral supone una contribución significativa a este objetivo, al completar y perfeccionar capacidades adicionales importantes.

El proyecto incluye las fases de estudio y ampliación de conocimientos científicos y tecnológicos, así como de desarrollo de metodologías y experiencias investigadoras, en las áreas disciplinares avanzadas de la ingeniería nuclear, donde el análisis del núcleo es el área más peculiar, esencial y compleja. También se incluyen técnicas físico matemáticas computacionales avanzadas, así como conocimientos y experiencia relativos al diseño y operación de reactores nucleares. Utilizando el sistema de cálculo SEANAP como punto de partida. [3]. [10]. [11]. [66]. [67]

Los medios disponibles para la realización de la tesis incluyen desde varios ordenadores personales del tipo Pentium 150 hasta la utilización de varias estaciones de trabajo Hewlett-Packard, en una red local del Instituto de Fusión Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid.

Se han dispuesto de datos de operación, adquiridos en línea del núcleo de las Centrales Nucleares de Vandellós II, Ascó I y II, incluyendo todas las variables significativas registradas, para la contrastación, validación y demostración de los modelos computacionales y procedimientos.

## 1.5 Estructura de la tesis.

Se ha estructurado la tesis en cinco partes y dos apéndices. La primera parte consiste en una introducción, haciendo hincapié en los problemas de heterogeneidad de los reactores de agua a presión y el tratamiento de las secciones eficaces para tener en cuenta estos efectos.

La segunda parte se inicia con la formulación de las secciones eficaces en función de los parámetros de heterogeneidad local e histórica, y cómo se ha realizado este tratamiento en los diferentes códigos, desglosando cada efecto y su importancia.

La tercera parte incluye de forma cuasiparalela al capítulo segundo, los desarrollos y avances novedosos en los que ha consistido esta tesis, presentando un número elevado de gráficas en detalle de los efectos sobre las secciones eficaces y las primeras validaciones y resultados del modelo.

El apartado cuarto incluye tres casos de aplicación y validez del código. En primer lugar se incluye una contrastación con un Benchmark de la ANS, en donde se valida el código tanto con resultados experimentales, como con técnicas de Monte Carlo. El segundo nivel de aplicación es un caso real de un núcleo de agua

a presión. Para terminar con un tercer caso de análisis de criticidad de elementos combustibles con reflector, en red regular y formando un *color-set*.

El apartado quinto es de conclusiones, donde se ponen de manifiesto los límites del modelo desarrollado, así como la línea futura de aplicación de esta metodología.

Los apéndices son el resultado de una recopilación bibliográfica, pero enfocados a la aplicación y al desarrollo del modelo en cuestión, permitiendo explicar conceptualmente el cambio de las secciones eficaces como función de la parametrización utilizada.



## **Parte II**

### **Estado del arte**



## Capítulo 2

# Heterogeneidad en reactores nucleares.

La complejidad del cálculo de reactores, no radica tanto en la formulación de las ecuaciones que deben resolverse para determinar las distribuciones de flujo, como en las *heterogeneidades* intrínsecas del reactor. Se necesita una representación muy detallada, o bien, cuando se utiliza un análisis nodal, el desarrollo de técnicas de homogeneización y deshomogeneización consistentes y robustas.

En una primera aproximación al problema, se observa cómo en el análisis de cada recarga de combustible, existe una complejidad física muy grande debida a la cantidad de configuraciones y esquemas de diseño posibles: unido a las diferentes condiciones en que se encuentra el combustible nuclear, al estar sometido a operación durante el ciclo. Por lo tanto, en el análisis de cada recarga se tienen un conjunto de esquemas o configuraciones, en las que se mezclan elementos combustibles frescos, con elementos combustibles de ciclos previos. Los elementos frescos poseen diferencias básicas en función del tipo de enriquecimiento del combustible, presencia de venenos consumibles (wabas y gadolinios), tanto en número, posición dentro del elemento combustible, y enriquecimiento. A su vez los elementos combustibles de ciclos previos, al haber estado sometidos a operación poseen diferentes distribuciones tridimensionales de quemado y composición isotópica (Pu, U, Sm, ...).

### 2.1 Heterogeneidad estática y dinámica.

Cabría entonces diferenciar dos tipos básicos de heterogeneidades que se van a encontrar en el estudio de reactores de agua a presión. Por un lado se puede hablar de *heterogeneidad estática*, referida a los diferentes tipos de materiales, composición y geometría que forman los elementos combustibles del núcleo del reactor, y *heterogeneidad dinámica*, cuando se habla de condiciones de operación

del reactor.

### 2.1.1 Heterogeneidad estática.

Se encuentra asociada a la configuración geométrica del elemento combustible de un PWR, independientemente de su grado de quemado y composición isotópica para aquellos elementos que hayan estado previamente en el núcleo. Se tienen elementos combustibles con distintos enriquecimientos, elementos con venenos consumibles (wabas y gadolinios).

Por lo tanto, se tienen un conjunto limitado de diferentes tipos de barras en el reactor:

- Barras combustibles de distintos enriquecimientos, envainadas en un material estructural y rodeadas por un moderador asociado.
- Tubos guía y tubos de instrumentación.
- Barras de venenos consumibles de wabas y gadolinios (con diferente enriquecimiento).
- Barras de control de  $B_4C$  y Ag-In-Cd.
- Barras de acero para elementos combustibles dañados en ciclos anteriores.
- Componentes estructurales y zona del reflector del núcleo.

### 2.1.2 Heterogeneidad dinámica.

Se encuentra asociada a la operación a potencia del núcleo. Las condiciones de operación modifican: las condiciones locales de temperatura del combustible, la temperatura del refrigerante, la densidad del refrigerante, las concentraciones de boro disuelto, las concentraciones de ciertos productos de fisión, entre los que se consideran por su importancia los llamados venenos neutrónicos de xenon y samario. Destaca, asimismo, la diferente composición isotópica de cada barra en cada elemento combustible, dependiendo de las condiciones de operación, tanto a nivel local como a nivel global. Dichas condiciones afectan al nivel de flujo y al espectro neutrónico de quemado, incrementando las tasas de reacción producidas, lo que conduce a una composición isotópica del combustible muy heterogénea y de carácter tridimensional.

A esta heterogeneidad dinámica habría que añadir el efecto del sistema de control del reactor, mediante la inserción de barras de absorbente, bien sea de  $B_4C$  o de Ag-In-Cd, que alteran drásticamente el comportamiento neutrónico del sistema, provocando un fuerte cambio espectral en el interior del elemento.



Esta heterogeneidad dinámica, no sólo cabría considerarla en un análisis estacionario, sino que sería interesante analizar su influencia en los parámetros cinéticos y dinámicos neutrónicos. Estos parámetros son utilizados para estudiar maniobras operacionales normales en la operación de la central nuclear, así como en el posible análisis de transitorios rápidos, cuyo estudio dinámico del comportamiento tridimensional del núcleo es fundamental para su correcto tratamiento.

Así por ejemplo, si se analizan dos barras combustibles idénticas con una misma composición inicial introducidas en diferente posición, estarán embebidas en las condiciones de heterogeneidad propias del núcleo. Tendrán diferente potencia generada por fisiones, estarán sometidas a niveles de flujo y espectros de flujo diferentes, debidos a las condiciones de temperaturas, densidades del refrigerante y a la posición física en la que se encuentren. Desde el punto de vista espectral, no será lo mismo que se encuentren junto a un tubo guía que junto a un veneno consumible. Además la concentración de boro no se distribuye homogéneamente en el núcleo, sino que depende de la densidad local del refrigerante y por lo tanto varía axialmente.

Por consiguiente, la evolución isotópica de dichas barras será diferente, conduciendo a un proceso de heterogeneidad operacional intrínseco a la generación de energía del reactor.

## 2.2 Métodos y programas actuales para el cálculo neutrónico de un PWR.

El objetivo del cálculo físico del núcleo del reactor será determinar la reactividad, distribución de potencia y forma de la distribución del flujo neutrónico, como una función de las condiciones de operación. [84], [85]

Las distribuciones de flujo se podrán cuantificar en términos de las características nucleares del reactor, determinándose mediante la resolución computacional de la ecuación de balance neutrónico.

Una solución directa de la ecuación del transporte para el núcleo entero no es posible. El proceso de discretización del flujo, en todas sus variables de posición, energía y ángulo, conduciría a un número excesivo de ecuaciones de tipo algebraico, incapaz de ser resuelta por los ordenadores actuales. El proceso de cálculo empleado consistirá en un proceso *paso a paso*. Empieza el cálculo en sistemas pequeños, con un análisis llamado de celda de combustible, prosiguiendo a sistema de tipo intermedio, análisis de elemento combustible, hasta llegar al cálculo global del núcleo completo.

Mientras se reduce el número de grupos energéticos: (69g→24g→1g o 2g), la dimensionalidad espacial crecerá (1D→2D→3D), y al mismo tiempo el rango de la dimensión espacial se incrementa desde: *CELDA* → *EC* → *REACTOR*.

En cada paso de cálculo las condiciones de frontera se introducen para aislar el medio que rodea, con lo que se restringe el cálculo a una dimensión más manejable. Estas condiciones de frontera impondrán el modo de cálculo del flujo. Asumir el cálculo del flujo asintótico (al considerar ciertas condiciones de frontera de disposición regular del elemento combustible) puede traer ciertos problemas cuando haya heterogeneidades fuertes, de manera que la homogeneización de las secciones eficaces no sea adecuada.

El flujo obtenido en cada etapa se usa para producir por condensación energética y homogeneización espacial, las secciones eficaces de la fase o etapa posterior.

## **2.3 Secciones eficaces y heterogeneidades en el reactor.**

El diseño del núcleo comienza en la librería de secciones eficaces, a partir de la librería maestra ENDF/B. ENJOY...

Para resolver las ecuaciones de balance neutrónico, en su forma más o menos simplificada, se necesitan los valores de secciones eficaces microscópicas y secciones eficaces macroscópicas.

Los valores de dichas secciones eficaces requieren del conocimiento de las densidades neutrónicas y de las temperaturas de operación. Se determinarán mediante cálculos termohidráulicos del núcleo así como de su evolución isotópica a través del quemado.

Por lo tanto junto a la librería de secciones eficaces es necesario la definición de los llamados datos de ingeniería, es decir, las características del combustible fresco, geometría y densidades isotópicas de condiciones de referencia. Estas condiciones se irán modificando conforme se produzcan variaciones, tanto del quemado como de las condiciones termohidráulicas de operación.

El quemado provoca la evolución isotópica de los materiales que forman el núcleo del reactor, y este cálculo isotópico se realiza mediante las ecuaciones diferenciales para cada tipo de isótopo. Esto requiere no sólo evaluar las secciones eficaces microscópicas, sino también el flujo.

Estas evaluaciones isotópicas podrían realizarse mediante métodos explícitos, siempre que el efecto de tales concentraciones en la reactividad no sea muy acusado: con ello se evitaría la iteración en el cálculo. Sin embargo para ciertos isótopos de gran importancia neutrónica como el xenon y el samario, esto no es válido, necesitando desarrollar métodos de cálculo de manera semi-implícita, utilizando métodos iterativos.

El quemado del combustible también originará cambios en la geometría del núcleo. La pastilla combustible inicialmente se contrae debido a la densidad de

combustible y después se expande debido a fenómenos neutrónicos, como hinchamiento y formación de grietas. La pastilla podría incluso entrar en contacto con la vaina. Los modelos analíticos utilizados para describir estos fenómenos son bastante simples, contruidos sobre datos experimentales.

Además, las concentraciones isotópicas dependerán de la temperatura de los materiales y del estado en el que se encuentren. Con lo que ciertamente el acoplamiento termohidráulico del cálculo es necesario.

Para condiciones de operación normales, cuando los cambios de la densidad del agua son menores, se utilizan las condiciones termohidráulicas promediadas espacialmente en todo núcleo, en vez de los valores puntuales, evitando de esta forma el acoplamiento y su cálculo iterativo.

## **2.4 Procedimiento de cálculo.**

Este cálculo neutrónico comprende tres partes fundamentales:

1. Nivel de celda: se está interesado en las fuertes variaciones locales de flujo entre las distintas regiones de la celda. Es el cálculo espectral local o cálculo de celda.
2. Nivel de elemento combustible: Se estudia el acoplamiento espectral entre las diferentes barritas que forman el elemento.
3. Nivel de núcleo: se produce el acoplamiento entre elementos combustibles al tener en cuenta la variación del flujo a través de los elementos en el núcleo.

Separar el cálculo de esta forma tiene unas condiciones de validez que se emplean con suficiente aproximación en la mayor parte de las regiones y condiciones del núcleo de los reactores del tipo de agua a presión. Sin embargo, el planteamiento de la resolución no se aborda de una forma global, sino integrada. La dificultad aparece en la integración del cálculo, tratando de describir con la mayor precisión posible las distribuciones de flujo en todo el núcleo, mediante un análisis detallado de la celda de combustible.

### **2.4.1 Modelo espectral-local de cálculo de celda.**

En un cálculo de celda, el flujo se calcula mediante una disposición infinita de celdas combustibles. Es necesario a este nivel usar la mejor aproximación práctica de la ecuación de Boltzmann, en la estructura de grupos dada de la librería de secciones eficaces. Se utiliza el método de probabilidades de colisión.

- Importancia de la elección del dominio espacial y energético.

Este cálculo se hace con bastantes grupos energéticos, ya que la geometría es muy sencilla y se puede abordar unidimensionalmente. Requiere conocer las secciones eficaces por región material. La celda de combustible está formada por la barrita de combustible, la vaina y el moderador asociado: a este sistema se le aplica la aproximación de Wigner-Seitz y se circulariza.

- Se aplican unas condiciones de contorno muy simples, tomando condición de corriente nula en la frontera, o bien, la aproximación del modo fundamental.

Precisamente el hecho de que esta fase del cálculo se haga con una disposición infinita incluye cierto error, ya que las condiciones reales no se corresponden exactamente a corriente neta nula en el contorno. La existencia de barritas absorbentes o gradientes de quemado en el elemento combustible hace que el espectro real difiera del obtenido con el cálculo infinito.

La distribución de los grupos debe tener en cuenta que el flujo podrá variar fuertemente en la región térmica como consecuencia de las absorciones fuertes en la celda de combustible. Y en cuanto al análisis de resonancias, cuya estructura energética quedaría incluida dentro de los grupos discretos formados, se opta por definir los valores de la Integral de resonancia que suavice e integre el efecto neutrónico fuerte de las mismas.

- Posterior condensación de las secciones eficaces en pocos grupos, seguida de una homogeneización espacial.

Una vez que se tiene el flujo del cálculo de celda se pasa a la fase de condensación y homogeneización. La condensación es un proceso por el que se reduce el grado de detalle energético de las secciones eficaces. Para ello, varios grupos de secciones se condensan energéticamente y se obtiene la media de la sección eficaz con el flujo resultante del cálculo anterior. Tras la condensación se habrá pasado a una estructura del orden de los 24 grupos energéticos.

El objetivo y la filosofía de este método es el mantenimiento de las tasas de reacción en la nueva estructura de grupos respecto a la estructura más detallada.

A continuación se procede a la homogeneización espacial. En este paso se consigue que toda la celda sea representada por unos parámetros únicos. Con el criterio de conservación de las tasas de reacción, las diferentes regiones se homogenizan a una sola región.

El objetivo es ampliar el dominio de cálculo de la celda elemental, llegando incluso al nivel de elemento de combustible. Con este método se consigue determinar de forma detallada la dependencia energética y espacial del flujo en el dominio considerado.

### 2.4.2 Modelo espectral-local de elemento de combustible.

Ahora ya se disponen de datos adecuados para el siguiente paso del cálculo, el cálculo del elemento combustible. La geometría del problema es más complicada e incluso ya podemos tener cálculos bidimensionales. El cálculo se podrá tratar con probabilidades de colisión y con métodos de las ordenadas discretas, tipo  $S_N$ .

La teoría de difusión es demasiado simple y es aplicable salvo en el caso de cambio fuerte del flujo, elementos con barras de control. Con el método de  $S_N$ , son suficientes 24 grupos energéticos, describiendo cada celda como un volumen de tipo homogéneo.

El objetivo de cálculo de elemento de combustible es obtener  $\phi(E)$  para cada región explícitamente representada. De tal manera que con los datos de secciones eficaces microscópicas para cada isótopo presente  $\sigma_x^h(E)$  se puede obtener el conjunto de  $\Sigma_x^h(E_g)$  homogeneizadas en pocos grupos.

El objetivo será hacer que  $\phi(E)$  sea obtenga de la forma más rigurosa y consistente posible, y sea capaz de considerar todos los efectos físicos más relevantes que se encuentren en la realidad:

- Heterogeneidades geométricas.
- Heterogeneidades de composición.
- Interferencia espectral entre regiones vecinas.

El desarrollo para tener en cuenta todo este tipo de heterogeneidad es el siguiente:

- Representación geométrica detallada del elemento de combustible, o bien, una porción representativa del mismo.
- Análisis del efecto de la vecindad espectral-energética.
- Correcciones por la aproximación de transporte.

$$\begin{array}{c}
 \text{Celda} \text{-----} \text{Elemento} \text{-----} \text{Núcleo} \\
 \hline
 \sigma_x^h(E) \text{ 69-g} \rightarrow \Phi(E) \text{ 24-g} \rightarrow \Sigma_x(E_g) \text{ homog. 2-g} \\
 \hline
 \text{Solución a la heterogeneidad espectral interna}
 \end{array}$$

Tras el cálculo del elemento combustible se vuelve a hacer una nueva condensación y homogeneización, esta vez de 1 a 3 grupos energéticos, y pasando a una dimensión espacial de elemento combustible o un cuarto. Las secciones eficaces

condensadas y homogeneizadas se emplean en el cálculo espacial global del núcleo, donde habrá regiones con diferentes condiciones de temperatura, densidad, etc... Es decir, secciones eficaces promediadas.

Además, el cálculo local incluye la evolución isotópica detallada: quemado, productos de fisión, actínidos.... Esta evolución isotópica depende de la forma del espectro y de la distribución espacial del flujo (factores de desventaja). Lo que obliga a llevar a cabo continuos cálculos espectrales para distintos quemados. Debido a que el flujo  $\phi(r, E)$  variará con la densidad, temperatura, potencia, boro, control.... la evolución isotópica dependerá en general de estas condiciones de quemado.

### 2.4.3 Modelo espectral-global de núcleo.

Se llega por último al cálculo global del núcleo. Es la fase final del cálculo, mediante la cual se determina el flujo en todo el núcleo y las tasas de reacción. Ahora el tamaño del sistema es muy grande, los cálculos serán tridimensionales y no se esperan grandes variaciones en la distribución del flujo. El cálculo del flujo global describe la interacción entre elementos combustibles, de la misma forma como se realiza el acoplamiento entre el flujo de celda. Por eso los métodos que se utilizarán van a ser cálculos de difusión, en malla fina o gruesa, o métodos nodales. Fijando el nivel adecuado de potencia y considerando las interacciones con el refrigerante (realimentación termohidráulica) se obtiene la solución para el núcleo completo.

Las secciones eficaces son el resultado de una mayor homogeneización y condensación, ahora referida al elemento combustible. Estos datos son colocados en forma de tablas, para cada tipo de elemento, diferenciando elementos con control y sin control.

Los parámetros de interpolación en dichas tablas se dividen en parámetros instantáneos (densidad del moderador, concentración de boro...) y parámetros históricos (quemado, historia del control...).

Este conjunto de secciones eficaces se genera para cubrir todo el conjunto de condiciones de operación previsibles durante el quemado del núcleo. Así se tienen las variables de quemado, nivel de potencia, temperatura del moderador, densidad del moderador, temperatura del combustible y concentración de boro. Al tratarse de modelos generalmente de quemado macroscópico, se deben considerar tanto secciones macroscópicas como microscópicas. Los nucleidos seleccionados son normalmente xenon, samario y boro. De esta forma se tendría que :

$$\Sigma_x = \sum_i N_i \sigma_{i_x} (\text{quemado}, t^a_{\text{mod}}, t^a_{\text{fuel}}, C_{\text{Boro}}, \rho_{\text{mod}}, \alpha_{\text{control}}...) + \Delta \Sigma_x (\text{quemado}, t^a_{\text{mod}}, t^a_{\text{fuel}}, C_{\text{Boro}}, \rho_{\text{mod}}, \alpha_{\text{control}}, \text{historia de control}...) \quad (2.1)$$

El problema de todo el cálculo es considerar la dependencia local de las secciones eficaces con la heterogeneidad del núcleo. La heterogeneidad no es sólo una heterogeneidad de composición isotópica y configuración estructural, sino que también depende de las diferentes condiciones locales de densidad, temperatura, concentraciones isotópicas distribuidas en todo el núcleo, etc... Esto supone que las propiedades de cada barra sean muy diferentes, tanto en su posición radial como axial.

El objetivo de este trabajo de investigación supone el desarrollo y validación de un conjunto consistente de métodos y procedimientos, para el cálculo y análisis neutrónico del núcleo PWR, orientado a considerar y tratar adecuadamente el problema de la heterogeneidad en cada una de las etapas de cálculo de reactores.





## **Capítulo 3**

### **Importancia de la homogeneización y condensación en las secciones eficaces.**

Se ha visto en el apartado anterior las tres etapas básicas en las que se divide el cálculo neutrónico. Las secciones eficaces calculadas en cada paso de cálculo dependen de la distribución espacial y energética del flujo, por lo tanto es conveniente considerar el espectro más próximo al real en la celda. La condición de frontera de red regular es una simplificación al cálculo, que afecta al valor de las secciones eficaces en la etapa de cálculo siguiente.

#### **3.1 Métodos utilizados en la generación de constantes en pocos grupos.**

Desde una perspectiva histórica se puede estudiar la evolución de las metodologías utilizadas en la generación de secciones eficaces en pocos grupos de energía.

Los primeros cálculos fueron realizados con modelos analíticos y reducidos por las limitaciones de computación. Los modelos neutrónicos utilizados pretendían resolver una ecuación de balance neutrónico de manera simplificada, estableciendo por un lado un balance entre las fuentes de neutrones de fisión y de moderación, y los términos de absorción y remoción por otro lado. Aplicado todo ello a un medio infinito de combustible homogeneizado en un moderador puro (métodos de este tipo fueron los desarrollados por Wigner-Wilkins).

Conforme los computadores se fueron haciendo más potentes, se introdujeron con éxito mejoras en la modelización. Muchos de los modelos actuales se basan en los desarrollos primeros elaborados por el programa de la U.S. Naval, en donde se trataba de aumentar el detalle y el realismo en la modelización.

#### **44 Importancia de la homogeneización y condensación en las secciones eficaces.**

Entre los años 1955 y 1965, se utilizaban modelos en pocos grupos de energía con un tratamiento del término de fugas obtenido mediante soluciones de la transformada de Fourier en multigrupos, modelo B1. Se utilizaba el principio de equivalencia para obtener las integrales de resonancia de celda a partir de cálculos y medidas de celdas aisladas, aplicado a sistemas homogéneos o posteriormente a cálculos de celda con moderación y transporte neutrónico.

En la década de los sesenta se plantea la necesidad de cálculos con un mayor detalle geométrico capaces de analizar las interacciones espectrales entre los elementos de combustible y el núcleo. Aparece la teoría de difusión en malla fina aplicada a cálculos en pocos grupos energéticos; de esta manera los modelos puntuales y axiales de análisis del núcleo se pudieron combinar con esta metodología. Las centrales que están en operación en nuestros días han sido diseñadas con estas teorías.

Los modelos de malla ancha fueron desarrollados para analizar sistemas muy heterogéneos en los años setenta. Se trata de una metodología con la que se obtienen constantes nodales en pocos grupos y con ella se consigue promediar espacialmente las propiedades nucleares del núcleo.

En orden cronológico se podría establecer el siguiente esquema de códigos de análisis nuclear:

Códigos	Cálculo espectral		Cálculo espacial	
	Nº grupos	Geometría	Nº grupos	Geometría
SOFOCATE		Puntual	Combinado con PDQ	
MUFT	54	Puntual	Combinado con PDQ	
THERMOS	35	1D Cilíndrico	Combinado con PDQ	
HAMMER	83	1D Cilíndrico	Combinado con PDQ	
LEOPARD	226	Puntual/1D	Combinado con PDQ	
PDQ	N/A		2-4	XY
WIMS HWR	58.69	Cluster	25	1D Cilíndrico
WIMS LWR	28.69	Multi celdas	6-28	2D Elemento
EPRI-CPM	25.69	Elemento	4-12	2D Elemento
DIT	41.85	2D heterogéneo	4-12	2D Elemento
CASMO	25.69	1D Cilíndrico	12	2D Elemento
APOLLO	99	Multicelda		2D Elemento
BOXER	500-100	1D Cilíndrico	5-10	2D Elemento

Tabla 3.1: Códigos de análisis nuclear.

Estos códigos llevan a cabo tres funciones principales:

1. Cálculo de los espectros, para todos los constituyentes del elemento combustible en una estructura de microgrupos, donde también se obtiene información acerca de la estructura hiperfina del flujo neutrónico dentro de cada celda .
2. Condensación energética a una estructura de 4 a 24 grupos de energía.
3. Homogeneización del combustible.

El análisis de elemento de combustible se lleva a cabo con un cálculo espacial de teoría de transporte, obteniendo las secciones eficaces promediadas en malla fina y malla ancha, en pocos grupos de energía para el cálculo de núcleo. Este paso debe incluir los coeficientes de difusión capaces de preservar las tasas globales de fugas, obtenida mediante la aproximación B1.

La estructura de un sistema típico de cálculo de elemento combustible para la generación de secciones eficaces viene dado por la figura 3.1.

Para el análisis de elemento de combustible con geometrías complicadas se utilizan teorías de transporte integral (tabla 3.2), en donde el análisis del elemento con absorbentes consumibles o barras de control requieren unos modelos muy detallados, tanto espaciales como espectrales.

Código	Geometría	Método
THERMOS	1D	Ray tracing
SPECTROX	2D	Analítico
PERSEUS	1D	Analítico
PIJ	2D Heterogéneo	Ray tracing
MULTI-CELL	2D Heterogéneo	Analítico

Tabla 3.2: Teorías de transporte integral.

## 3.2 Cálculo del flujo en la celda.

En la primera etapa de cálculo, la barrita combustible se trata en su máximo detalle: combustible, vaina, huelgo y moderador.

El código WIMS en su primera etapa de cálculo evalúa el espectro energético en 69 grupos de energía, correspondiente a los 69 grupos de la librería para una

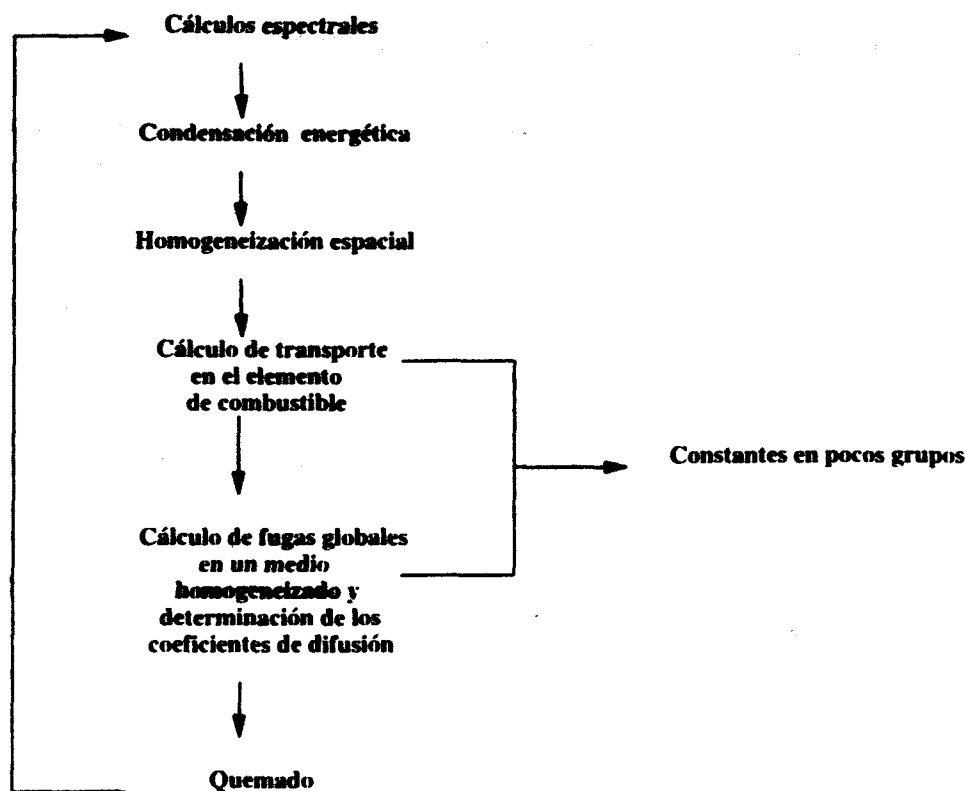


Figura 3.1: Esquema de un cálculo típico de elemento combustible para generar secciones eficaces en dos grupos.

geometría simplificada con pocas regiones espaciales que se denomina celda equivalente. La aproximación a elemento combustible consiste en una celda media del elemento, en donde se resuelve la ecuación de flujo con unas condiciones de frontera de reflexión blanca. Se reduce el cálculo de flujo de un elemento heterogéneo a un conjunto de problemas individuales de celdas de combustible. [21]. [41]. [59]

Con el espectro energético obtenido se condensan las secciones eficaces básicas de la librería a pocos grupos (24 grupos) que son los que se utilizan en el cálculo central con geometría espacial detallada del elemento.

Estos flujos resultantes del cálculo se pueden de nuevo expandir usando el espectro calculado en el primer paso, de manera que se pueden obtener las tasas de reacción por punto espacial con la estructura de grupos que se desee.

Se utiliza el cálculo probabilidades de colisión (método de Carlvik). El método SPECTROX utilizado por WIMS se basa en el tratamiento con probabilidades de colisión en 69 grupos de la celda tipo medio: combustible, vaina y moderador. Con esta solución energética detallada se obtienen los factores de desventaja dependientes de la energía que se utilizan para determinar las secciones eficaces por

grupo. [62]

Esta aproximación de cálculo de celda individual está muy extendida. Se utiliza este tipo de cálculos para celdas de combustible, y en el caso de que se quiera calcular el espectro de flujo en otro tipo de celdas, caso de celdas de control. la condición reflexiva blanca no es válida y es necesario tener en cuenta el efecto de celdas de combustible que rodean a la celda de control simulando la fuente de fisión. La geometría se circulariza, con el fin de seguir aplicando las probabilidades de colisión en geometría unidimensional.

### 3.2.1 Flujo en medio infinito y flujo crítico.

Normalmente estos cálculos de celda se evalúan con condiciones de frontera reflectivas y con corriente neta nula. El sistema entonces se considera en una disposición regular infinita, es decir,  $k_{eff} = k_{\infty}$ . La solución del flujo difiere de la que existe en realidad donde el sistema es crítico. En un sistema real el valor de  $k_{eff} = 1$ , y por tanto es el valor de las fugas el que hace el sistema crítico: fugas entrantes ( $k_{\infty} < 1$ ) o fugas salientes ( $k_{\infty} > 1$ ). [87]

Con el flujo obtenido a este nivel se deben realizar la condensación energética y la homogeneización espacial de las secciones eficaces. La distribución espacial del flujo es necesaria para la homogeneización, de forma que se congela el flujo espacial en los datos homogeneizados. La distribución energética del flujo se utiliza para la condensación, reduciéndose la estructura energética a menor número de grupos energéticos.

La librería de secciones eficaces utilizada en esta etapa puede estar estructurada en diferentes grupos. La construcción de la librería en un número suficiente de grupos es necesaria para poder considerar las secciones eficaces efectivamente independientes de su espectro de pesado en todo el rango de aplicación. De forma que el cálculo final no se vea afectado por el espectro con el que se han obtenido las secciones eficaces.

### 3.2.2 Distribución espacial del flujo y homogeneización espacial.

La distribución espacial del flujo va a depender del rango de energía que se considere.

#### • Neutrones epitérmicos.

La distribución espacial del flujo es bastante plana y por lo tanto la diferencia entre considerar un espectro en medio infinito o un espectro crítico no va a ser muy relevante a la hora de la homogeneización espacial. La depresión de este tipo

de flujo en el propio combustible es muy pequeña. el recorrido libre medio de estos neutrones es relativamente grande. del orden de dos a tres veces la dimensión de una celda. pudiendo entonces considerar a éstos como los primeros responsables del acoplamiento neutrónico en el núcleo.

El efecto de **gradientes globales** del flujo que se pueden dar en la celda de combustible. por efecto de fugas. tendrá poca influencia a la hora de la homogeneización. E incluso aunque los gradientes sean de carácter **local** y fuertes. el efecto en la homogeneización será pequeño debido a que las absorciones en este grupo son muy pequeñas.

Así por ejemplo. aún existiendo un fuerte gradiente de flujo entre un tubo guía y una barrita de combustible (debido al fuerte valor de las remociones en el agua) el proceso de homogeneización sigue siendo válido.

• **Neutrones en el rango térmico.**

El número de absorciones en el combustible es muy grande y el recorrido libre medio de los neutrones es más pequeño. Por lo tanto. este flujo térmico está fuertemente influenciado por las celdas vecinas. En los grupo térmicos el flujo calculado en un medio infinito se puede utilizar en la homogeneización. ya que cada celda de combustible está muy influenciada por ella misma.

El efecto de cierto **gradiente térmico** vendrá dado por el correspondiente gradiente epitérmico. transferido mediante el término de fuente de moderación. De cualquier manera. el efecto de **gradientes locales** muy fuertes sí deben tenerse en cuenta. como ocurre en el tratamiento de celdas fuertemente absorbentes. donde la teoría aplicada en términos generales ya no es válida.

### **3.3 Espectro del flujo y condensación energética.**

La distribución espacial del flujo es válida para llevar a cabo la fase de homogeneización incluso en condiciones de cálculo de criticidad diferentes. Las diferencias de flujo. al considerar un espectro crítico o de medio infinito. vendrán dadas por el cálculo del espectro. Las secciones eficaces que se condensan a un número de grupos energético menor vienen muy influidas por el tipo de espectro.

Este efecto de la condensación obliga a elegir una estructura de grupos que sea insensible a las diferencias entre un medio infinito y el medio real. Esto obliga a tener en cuenta tres aspectos fundamentales a la hora de elegir el espectro de cálculo:

1. El efecto de las fugas obliga a considerar una división de grupos donde el

valor de los coeficientes de difusión no varíe fuertemente dentro de cada grupo.

2. Fuertes absorciones locales en un determinado valor de energía pueden provocar fuertes distorsiones del espectro, que son transferidas mediante efecto de fugas. Por lo tanto se trata de centrar la estructura de grupos de energía de forma que las secciones de absorción varíen débilmente en cada grupo. La zona de resonancias requiere un estudio debido al efecto de autoblandaje en resonancias. Siendo importante su análisis no sólo en el  $U^{238}$ , sino en otros isótopos como el  $Pu^{240}$ , de especial interés en quemados elevados.
3. Las consideraciones anteriores son importantes cuando el recorrido libre medio es grande, dando lugar a una interacción espectral global.

La condensación energética también se puede hacer con el código SPECTROX con 69 grupos de energía por zona espacial con mucho detalle y acoplada mediante probabilidades de colisión.

Las ecuaciones básicas planteadas en probabilidades de colisión son: [22]

$$\begin{cases} \Sigma_i^g V_i \phi_i^g = \sum_{j=1}^n P_{ji}^g V_j (\Sigma_{sj}^g \phi_j^g + S_j^g) \\ S_j^g = \sum_{h \neq j} \Sigma_{sj}^{hg} \phi_j^h + \chi^g \frac{(\nu \Sigma f)_j^h}{k} \phi_j^h \end{cases} \quad (3.1)$$

Donde  $P_{ji}^g$  es la probabilidad de que un neutrón del grupo de energía  $g$ , de la región  $j$  alcance la región  $i$ , sin colisionar.

La estructura energética que emplea el código WIMS en 69 grupos es la óptima para el tratamiento de celdas de combustible. En la estructura siguiente las secciones eficaces condensadas a tan sólo 24 grupos se pueden considerar independientes del espectro utilizado, bien sea en un medio infinito o en un medio crítico.

Se puede hacer una distinción de tres rangos energéticos: epitérmicos, resonancias y térmicos:

- Grupo epitérmico.

Está formado por 14 grupos en la estructura de 69 grupos, tabla 3.3. con idénticos intervalos de letargia.

- De 10 MeV hasta los 10 KeV, el recorrido libre medio en el agua es muy grande, disminuyendo hasta un factor 5. (Figura 3.2)

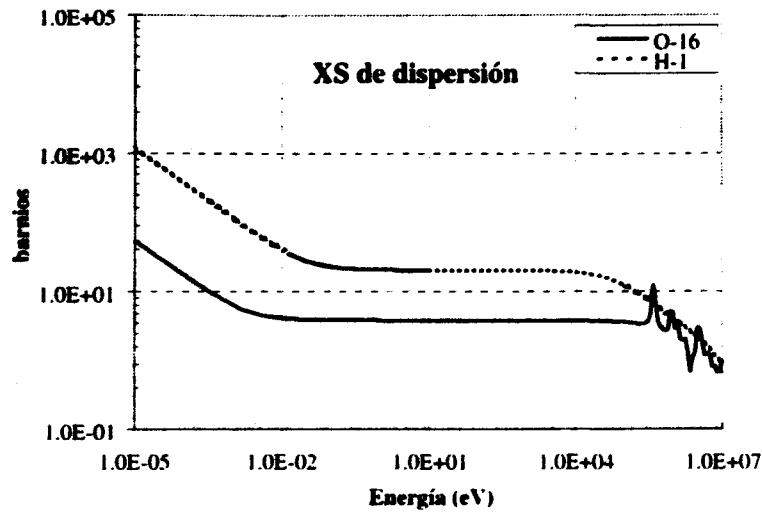


Figura 3.2: Sección eficaz de dispersión de oxígeno e hidrógeno.

- Se considera el umbral de fisión del  $U^{238}$  a los 0.5 MeV, siendo también este valor la energía media de los neutrones retardados de fisión. (Figura 3.3)
- A los 0.04 MeV límite de dispersión para el hidrógeno. (Figura 3.2)

La estructura energética en el rango epitérmico del código WIMS viene representada en la siguiente tabla 3.3:

Grupo	Energía MeV		Grupo	Energía MeV	
1	10.000	— 6.0655	8	0.3025	— 0.183
2	6.0655	— 3.679	9	0.183	— 0.1110
3	3.679	— 2.231	10	0.1110	— 0.06734
4	2.231	— 1.353	11	0.06734	— 0.04085
5	1.353	— 0.821	12	0.04085	— 0.02478
6	0.821	— 0.500	13	0.02478	— 0.01503
7	0.500	— 0.3025	14	0.01503	— 0.009118

Tabla 3.3: Estructura de grupos epitérmicos del código WIMS.



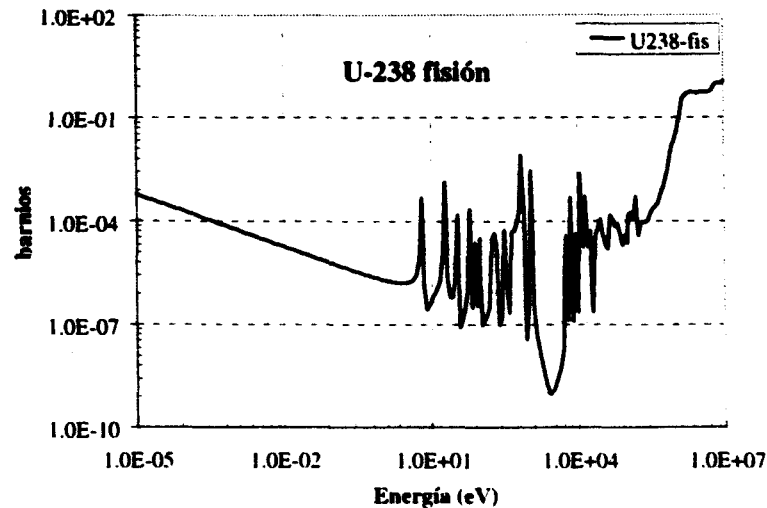


Figura 3.3: Sección eficaz de fisión de U238.

- Grupo de resonancias.

Constituido por 13 grupos en la estructura de 69 grupos, tabla 3.4. Las secciones eficaces en esta zona no sólo dependen del espectro sino que cambian con la temperatura (ensanchamiento Doppler en resonancias) y geometría-composición del sistema (factor Dancoff). En estos grupos los isótopos con resonancias importantes tienen tabuladas sus integrales de resonancia efectiva como función de la sección eficaz de dispersión potencial por núcleo absorbente y temperatura.

- De 10 KeV a 0.625 eV el coeficiente de difusión es casi constante.

La estructura de los 13 grupos de resonancia del código WIMS se encuentra en la tabla 3.4.

- Grupo térmico.

Lo forman 42 grupos en la estructura de 69 grupos, tabla 3.5. Se considera la energía de corte a los 4.0 eV; para energías mayores el movimiento térmico del moderador ya no es despreciable.

- Se han escogido los grupos de forma que las resonancias de fisión del  $\text{Pu}^{239}$  a los 0.29 eV esté bien tratada. (Figura 3.4)

Grupo	Energía eV		Grupo	Energía eV	
15	9118.0	— 5530.0	22	148.728	— 75.5014
16	5530.0	— 3519.1	23	75.5014	— 48.052
17	3519.1	— 2239.45	24	48.052	— 27.700
18	2239.45	— 1425.1	25	27.700	— 15.968
19	1425.1	— 906.898	26	15.968	— 9.877
20	906.898	— 367.262	27	9.877	— 4.00
21	367.262	— 148.728			

Tabla 3.4: Estructura de grupos de resonancia del código WIMS.

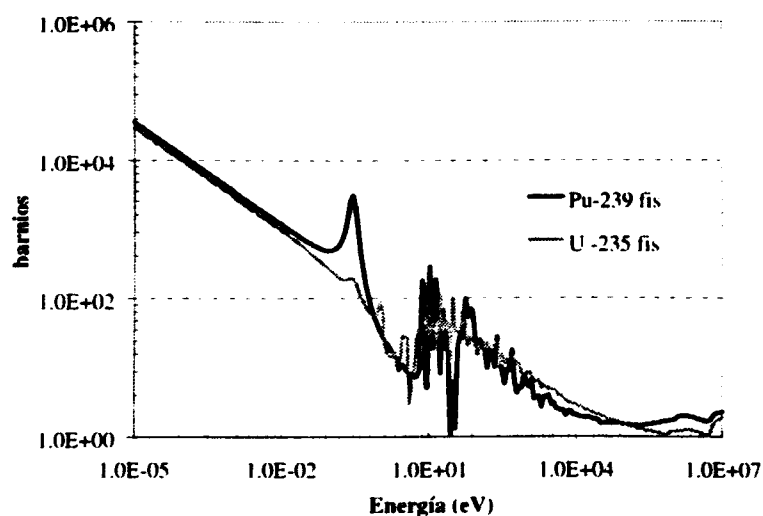


Figura 3.4: Sección eficaz de fisión de Pu239 y U235.

- Correcto tratamiento de la resonancia del  $\text{Pu}^{240}$  a 1.05 eV. (Figura 3.5)
- Se tiene en cuenta que la interacción espectral a distancias cortas es menor.

El código WIMS posee una estructura de grupos térmicos representada en la tabla 3.5.

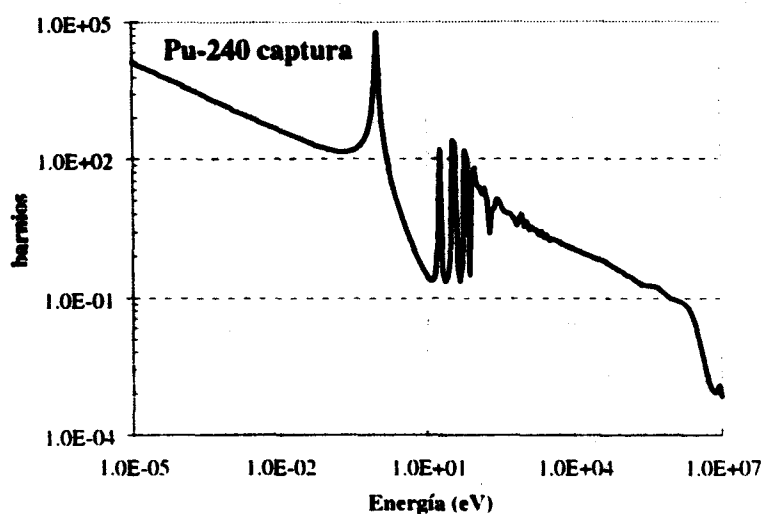


Figura 3.5: Sección eficaz de captura del Pu240.

### 3.4 Cálculo del flujo homogeneizado en el elemento.

Se trata del flujo calculado en el elemento de combustible cuando las secciones eficaces han sido previamente homogeneizadas, consiguiendo con este cálculo un mejor acoplamiento espacial. Aunque las heterogeneidades más fuertes ya hayan sido homogeneizadas previamente, los gradientes cerca de las barras de control y venenos consumibles son demasiados fuertes como para utilizar teoría de difusión. Normalmente se utiliza teoría de transporte  $S_N$  o probabilidades de colisión en el elemento.

Normalmente, a falta de una mejor solución, se vuelven a utilizar en esta etapa del cálculo condiciones de frontera reflexivas, es decir, medio infinito. Con este tipo de homogeneización, no se pueden representar los efectos intranodales del combustible, ni tampoco los efectos globales de gradientes de flujo. Dichos gradientes se pueden acentuar cuando se está en presencia de elementos con diferentes quemados, composición, control...

La homogeneización es sensible tanto a los distintos gradientes de flujo internos en el elemento como a los gradientes globales de flujo. Para tener en cuenta estos fenómenos se utiliza la teoría de *color-sets*, es decir, se realiza un cálculo en la situación más real, con 2, 4 o más elementos combustibles acoplados.

Cuando la condensación de secciones eficaces se hace en dos grupos energéticos, la independencia de estas secciones respecto al flujo crítico ya no se puede mantener. Esta situación, es más importante si cabe, cuando sea preciso calcular

#### 54 Importancia de la homogeneización y condensación en las secciones eficaces.

Grupo	Energía eV		Grupo	Energía eV		Grupo	Energía eV	
28	4.00	— 3.30	42	.950	— .910	56	.140	— .100
29	3.30	— 2.60	43	.910	— .850	57	.100	— .080
30	2.60	— 2.10	44	.850	— .780	58	.080	— .067
31	2.10	— 1.50	45	.780	— .625	59	.067	— .058
32	1.50	— 1.30	46	.625	— .500	60	.058	— .050
33	1.30	— 1.15	47	.500	— .400	61	.050	— .042
34	1.15	— 1.123	48	.400	— .350	62	.042	— .035
35	1.123	— 1.097	49	.350	— .320	63	.035	— .030
36	1.097	— 1.071	50	.320	— .300	64	.030	— .025
37	1.071	— 1.045	51	.300	— .280	65	.025	— .020
38	1.045	— 1.020	52	.280	— .250	66	.020	— .015
39	1.020	— .996	53	.250	— .220	67	.015	— .010
40	.996	— .972	54	.220	— .180	68	.010	— .005
41	.972	— .950	55	.180	— .140	69	.005	— 0.0

Tabla 3.5: Estructura de grupos térmicos del código WTMS.

las tasas de reacciones, ya que dependen directamente del espectro. Por ello, previo a la condensación de secciones eficaces en dos grupos, sería deseable modificar al menos el espectro, pasando de un flujo de medio infinito a un espectro de flujo crítico.

## Capítulo 4

# Heterogeneidades operacionales.

El objetivo es desarrollar un método preciso y consistente del cálculo de las secciones eficaces para cada zona espacial y condensadas en pocos grupos energéticos, de forma que en el cálculo de las mismas se considere todo el conjunto de heterogeneidades presentes en el núcleo del reactor.

Las heterogeneidades que aparecen en operación, y a lo largo de todo el quemado se clasifican en dos grupos bien definidos, por una parte las *heterogeneidades nucleares* y por otra parte las *heterogeneidades termohidráulicas*.

Estas heterogeneidades dependerán de la zona espacial-local del núcleo del reactor, en donde la variación de la densidad de potencia local será un factor determinante. En el análisis de estas heterogeneidades intrínsecas, será necesario tener en cuenta la evolución isotópica, como consecuencia de las reacciones de fisión que tienen lugar en el combustible. En este aspecto, el concepto de historia de quemado es fundamental a la hora de analizar las propiedades evolutivas del combustible.

El conjunto de variables que son importantes a la hora de calcular las secciones eficaces son [4]:

- Densidad del moderador.
- Grado de quemado.
- Concentración de productos de fisión.
- Concentraciones de absorbente consumible.
- Densidad de potencia.

El estudio de estas variables es fundamental, ya que sirve para determinar el valor de las secciones eficaces localmente (en el cálculo local de malla fina con un punto por barra) y para cada elemento combustible o zona del núcleo (cálculo nodal en malla ancha con un punto por cuarto de elemento).

## 4.1 Tratamiento de la heterogeneidad en códigos de difusión.

El tratamiento detallado de las heterogeneidades intrínsecas (del núcleo de un reactor de agua ligera) es tan complejo que sería casi imposible abordar un cálculo de elemento combustible o de núcleo para todos los posibles valores que pueden tomar dichas variables. De ahí, la necesidad de desarrollar procedimientos de cálculo mediante los que se determine, de manera bastante precisa, el comportamiento del núcleo.

Los modelos de cálculo en dos y tres dimensiones utilizan métodos de difusión, empleando secciones eficaces macroscópicas y microscópicas dependientes de las condiciones locales en cada zona del núcleo. Calculadas con códigos de elemento o de celda. [36]

### 4.1.1 Procedimiento de cálculo.

El procedimiento consiste en calcular un conjunto de correcciones de las secciones eficaces respecto a las condiciones locales del flujo neutrónico y de la densidad de potencia. Aparece la naturaleza iterativa en el proceso de cálculo: las secciones eficaces dependen del flujo neutrónico, y el flujo neutrónico depende de las secciones eficaces. [4]

En el método seguido por COBAYA, una vez realizado el cálculo local, y utilizando las distribuciones detalladas de flujo neutrónico en malla fina, las secciones eficaces pueden homogeneizarse dentro de cada nodo, antes de volver a efectuar otro cálculo global del núcleo. De esta manera los parámetros homogeneizados forman parte del propio cálculo iterativo, y son obtenidos además de la forma más consistente posible: con una distribución de flujo detallada, calculada por la geometría local embebida en su entorno real. El pesado de las secciones eficaces se hace de forma directa mediante los flujos neutrónicos, calculados en un análisis bidimensional del núcleo.

De esta manera se configura un acoplamiento perfecto entre el denominado cálculo local y cálculo global, imponiendo condiciones de frontera reales. El cálculo de elemento, realizado con la simplificación de condición de corriente neta nula en la interfase, se recalcula en función de las condiciones reales en el núcleo. El procedimiento se diferencia de la costosa metodología de los *color-set*, en donde cualquier situación o geometría de elementos en el núcleo se debe tener en cuenta a la hora de realizar el cálculo de elemento.

### 4.1.2 Idea de parametrización de las secciones eficaces.

Los modelos que utilizan teoría de difusión necesitan, como datos para resolver la ecuación general de difusión en todo el núcleo, las secciones eficaces macroscópicas y microscópicas obtenidas para cada punto del reactor.

Se desarrollan entonces un conjunto de tablas de secciones eficaces en pocos grupos obtenidas mediante un cálculo de celda o elemento y que cubren prácticamente todo el rango de condiciones esperado en la operación: quemado, nivel de potencia, temperatura del moderador, densidad del moderador, temperatura del combustible, concentración de boro...

Es decir, como ya se anticipaba en la referencia [53] los cambios de composición del núcleo, debidos al quemado, junto a los efectos de tipo termohidráulico deben estar recogidos en las variables utilizadas en la parametrización.

Estas tablas se pueden definir tanto para secciones eficaces macroscópicas como microscópicas, y añadir inclusive otro tipo de parámetros neutrónicos de interés, como función de las propiedades locales. La generación de estas tablas se hace en determinados grupos de energía, en general dos o tres, dependiendo del modelo de difusión empleado.

En estas tablas se incluyen por lo general, todos los tipos de secciones eficaces (absorción, nu-fisión, remoción y transporte) de tal forma que se hacen dependientes de los parámetros anteriormente definidos; es decir, se podría poner cada tipo de sección eficaz:

$$\Sigma_i = f(\text{quemado, temperatura, densidad, ...}) \quad (4.1)$$

Estas variables se parametrizan en función de desarrollos polinómicos, mediante técnicas de correlación con funciones multivariantes lineales o cuadráticas con técnicas de mínimos cuadrados. [81]

### 4.1.3 Condensación energética.

La condensación energética de las secciones eficaces se hace en uno o dos grupos de energía. En el análisis de un único grupo de energía, las variables utilizadas son la  $k_\infty$ ,  $M^2$  y funciones de  $\Sigma_{tr}$ . Los cambios de reactividad son anotados en función de series correctoras de la reactividad de la forma  $(1 - \frac{\Delta k}{k})$  típicos de los códigos FLARE, EPRI-NODE o SEANAP.

Sin embargo, en el análisis de dos grupos, cada sección eficaz se correlaciona de manera independiente, y la  $k_\infty(i)$  para el nodo  $i$  se obtiene utilizando la teoría de dos grupos de energía. En la fórmula de los dos grupos, se considera intrínsecamente el acoplamiento entre los diferentes efectos de reactividad sin utilizar expresiones complejas de correlación. Por ejemplo, la consideración del xenon.

quemado. control...

La formulación de dos grupos energéticos es la más utilizada en el análisis con códigos de difusión. Desde un primer momento, a la hora de buscar una dependencia energética de las secciones eficaces, se estudian ciertos parámetros físicos que indiquen su comportamiento espectral.

En el código POWER-B, se hace una separación diferente para las secciones eficaces del grupo rápido y térmico en la parte más interna de la parametrización, es decir, en el propio espectro de condensación de las secciones microscópicas. Se utiliza un método de condensación en multigrupos, dependiente de ciertos valores físicos, tales como: relación isotópica de uranio y plutonio, concentración de boro, temperatura del combustible, etc... [53]

Se tienen en cuenta, en la mayor parte de los códigos [28], otro tipo de parámetros utilizados en el análisis de reactores, por ejemplo los utilizados en cinética. Se incluyen los parámetros de neutrones diferidos, como en el código CRAB, en función de variables físicas de operación.

En el modelo propuesto por la referencia [77], se menciona de manera especial la parametrización de ciertas variables de interés en cinética neutrónica: las velocidades neutrónicas en el grupo térmico y rápido. Y también se señala los parámetros de neutrones diferidos (importantes con el quemado) como variable a parametrizar. La densidad del moderador junto al quemado son las variables que más afectan a todos estos parámetros.

#### 4.1.4 Modelos macroscópicos y microscópicos.

Ciertos códigos utilizan una mezcla de modelos de tratamiento de secciones eficaces. Se seleccionan ciertos nucleidos específicos de gran importancia neutrónica, pudiendo definir entonces los diferentes tipos de reacciones mediante modelos microscópicos de secciones eficaces. Se construye un modelo (con secciones eficaces microscópicas) de la forma:

$$\Sigma_r = \sum_i N_i \cdot \sigma_{ir}(B, \rho, T) + \Delta\Sigma_r(B, \rho, T) \quad (4.2)$$

Estos modelos, que utilizan secciones microscópicas de forma genérica, permitirán un análisis más detallado de las heterogeneidades espaciales y temporales que pueden darse a lo largo del ciclo evolutivo del quemado. De forma muy simplificada se utilizan secciones microscópicas para isótopos tales como  $B^{10}$ ,  $Xe^{135}$ ,  $Sm^{149}$  y para el agua. La variación local de estas concentraciones permiten tratar de una manera más adecuada la heterogeneidad local del reactor.

Sin embargo, aparecen fenómenos, desde el punto de vista neutrónico de la evolución histórica, que afectan fuertemente al tratamiento y cálculo de las sec-



ciones eficaces. En el caso del movimiento de barras de control durante un largo periodo de tiempo, se modifica fuertemente el flujo neutrónico, lo que induce un fuerte cambio de la composición isotópica del combustible.

El tratamiento de las secciones eficaces de ciertos isótopos que se encuentran en regiones de alta tasa de absorción neutrónica, deben ser tratadas mediante teoría especial debido al fuerte endurecimiento espectral que presentan. [53] Se debe hacer un análisis en detalle de elementos con barras de control y venenos consumibles (wabas y gadolinio), en donde las secciones eficaces se obtienen mediante el elemento combustible con condiciones de frontera simétricas. Se requiere una rehomogeneización posterior en función de las condiciones locales, debido a que las secciones eficaces obtenidas en el cálculo de elemento se calculan en unas condiciones totalmente diferentes a las reales en el núcleo.[81]

Existen modelos de análisis de quemado microscópico, como el código PDQ/HARMONY [27]. Con estos modelos de cálculo, las ecuaciones de quemado nos dan las concentraciones de todos los isótopos de forma directa, junto al cálculo global del núcleo. Por lo tanto, es suficiente con una parametrización más sencilla de las secciones eficaces microscópicas. Sin embargo, es necesario calcular un gran número de éstas, una para cada isótopo y grupo, las cuales podrían tener cierta dependencia histórica, pero siempre mucho menos importante que en el modelo macroscópico.

Los modelos de tipo microscópico, se reservan para cálculos de tipo Benchmark, particularmente en el caso de los PWR donde la dependencia histórica de las secciones eficaces microscópicas se puede parametrizar fácilmente, haciendo un análisis independiente del tiempo. [24]

## 4.2 Principales heterogeneidades.

En el cálculo de difusión es necesario conocer las secciones eficaces como datos de entrada en el sistema de ecuaciones acoplado en multigrupos, distinguiendo localmente cada tipo de barrita (cuando el análisis es en malla fina) o nodo (cuando el análisis es en malla ancha). Estas secciones eficaces cambian durante todo el cálculo neutrónico, y van a depender de ciertas variables que caracterizan la heterogeneidad de los elementos combustibles en el núcleo.

- Densidad local del agua.
- Grado de quemado local.
- Concentraciones locales de los productos de fisión.
- Boro disuelto en el refrigerante.
- Densidad local de potencia.

En todo cálculo neutrónico el objetivo es suministrar:

- Distribuciones espaciales del flujo neutrónico en cada grupo de energía.
- Las distribuciones de potencia locales.
- Densidad del agua.
- Grado de quemado.
- Etc...

Este cálculo detallado se hace en una geometría bidimensional, pudiendo generalizarse a tres dimensiones. El grado de detalle alcanzado está en función del modelo de ecuación en diferencias finitas, y el número de puntos por malla utilizado.

El procedimiento de cálculo será un proceso iterativo. Para resolver la ecuación de difusión se precisan las secciones eficaces, y para obtener los valores de las secciones eficaces por zona, se requieren las distribuciones de flujo espaciales en cada grupo de energía, junto a las distribuciones de densidad de potencia en el combustible y distribuciones de densidad en el refrigerante, que son el resultado final de la resolución de la ecuación de difusión. El modelo de cálculo requiere que se alcance una convergencia de resultados, tanto en la distribución de densidad de potencia, como en el valor propio de la reactividad del núcleo.

### **4.3 Modelo de cálculo de realimentación de las secciones eficaces: Código CARMEN.**

El modelo utilizado como referencia es el código CARMEN [1], cuyo origen es el código CITATION [42]. Este último código resolvía la ecuación de difusión en diferencia finitas y calculaba el valor propio de la ecuación y las distribuciones de flujo neutrónico mediante iteración directa en el factor de multiplicación, o en algún otro parámetro cuando se trataba de efectuar cálculos de búsqueda de criticidad. Este código necesitaba las secciones eficaces macroscópicas en cada zona del núcleo, pero no disponía de una metodología del cálculo de éstas, ni por supuesto de las variaciones locales de las variables locales físicas o nucleares.

El código CARMEN subsana estas deficiencias mediante un procedimiento que determina las secciones eficaces en cada zona del núcleo, considerando un análisis detallado por zona del elemento de combustible (por tipo de barra). De manera que mediante un análisis de elemento combustible, realizado en condiciones de referencia, junto a otros casos en los que estas condiciones de referencia varían.

se pueden obtener determinadas correcciones a las secciones eficaces de partida según sus valores locales en cada zona del núcleo.

Las variables más influyentes, desde el punto de vista del cambio en las secciones eficaces macroscópicas por zona, son las llamadas variables de realimentación:

- Grado de quemado.
- Concentración de boro.
- Densidad de potencia a través de la temperatura del combustible.
- Concentración de los productos de fisión, xenon y samario.

El procedimiento consiste en determinar las secciones eficaces con un cálculo de elemento combustible en función del grado de quemado y de las condiciones de referencia. Se calculan las desviaciones de las variables de realimentación respecto a las condiciones de referencia:

- Efecto de la desviación del xenon y samario.
- Densidad de potencia media en el núcleo, es decir, temperatura del combustible media.
- Variación respecto a la densidad nominal del refrigerante.
- Desviación respecto a la concentración de boro en las secciones eficaces macroscópicas.

El cálculo de las secciones eficaces macroscópicas en cada zona se hará en función del quemado, haciendo las correcciones de acuerdo con las variables locales de realimentación. Se utilizan las secciones eficaces microscópicas (xenon, samario, boro, hidrógeno y oxígeno) y su variación de las concentraciones, de dichas variables, respecto a las condiciones de referencia.

Se emplean determinadas correlaciones específicas para el efecto Doppler de temperatura del combustible y una corrección del efecto espectral debido al cambio de la densidad del agua.

## **4.4 Procedimiento de cálculo.**

### **4.4.1 Cálculo de Difusión en malla fina.**

Se emplea una representación en diferencias finitas de la teoría de difusión en dos dimensiones. En primera aproximación se utilizan unas secciones eficaces

calculadas en el elemento respecto a las condiciones de referencia en el primer paso de cálculo. Para los siguientes pasos se toman las secciones eficaces calculadas en la iteración anterior.

Los resultados del cálculo suministran las distribuciones en malla fina y los valores medios por zona de:

- Los flujos neutrónicos.
- La densidad de potencia.
- Calor acumulado en el refrigerante.

#### 4.4.2 Cálculo termohidráulico.

Con la distribución de calor calculada en el paso anterior, se obtienen unas distribuciones de densidad por zona, mediante un modelo simplificado de la entalpía del refrigerante a presión constante. Se utiliza un modelo con ciertas hipótesis simplificativas:

- Modelo a presión constante.
- No se considera el flujo cruzado de refrigerante entre canales de refrigerante.
- Se considera la misma velocidad media en todos los canales.

El procedimiento es un cálculo iterativo, en el que se determina una entalpía media por canal en el caso de tratamiento en dos dimensiones. La densidad del agua se obtiene mediante una correlación de tipo cuadrática en función de la entalpía a presión constante:

$$\rho_i = C_1 + C_2 \cdot h_i + C_3 \cdot h_i^2 \quad (4.3)$$

Donde :

$\rho_i$  : Densidad del agua en el canal  $i$ .

$h_i$  : Entalpía del agua en el canal  $i$ .

$C_1, C_2, C_3$  : Constantes de la correlación ajustadas en el rango de operación.

$$h_i = C_4 + C_5 \cdot P_i \quad (4.4)$$

Donde :

$C_4$  : Entalpía del refrigerante a la entrada.

$C_5$  : Pth/Caudal $\cdot 2$

### 4.4.3 Cálculo de las variables de realimentación

Se calculan:

- Concentraciones de  $\text{Xe}^{135}$  y  $\text{Sm}^{149}$ .

Se obtienen resolviendo las ecuaciones diferenciales de su evolución temporal, considerando los flujos neutrónicos y las tasas de reacción constantes en el paso del tiempo, es decir, se obtienen con el flujo neutrónico medio determinado en el paso anterior.

#### Cadena del $\text{Xe}^{135}$ :

Las ecuaciones del  $\text{I}^{135}$  y  $\text{Xe}^{135}$ , resultan de:

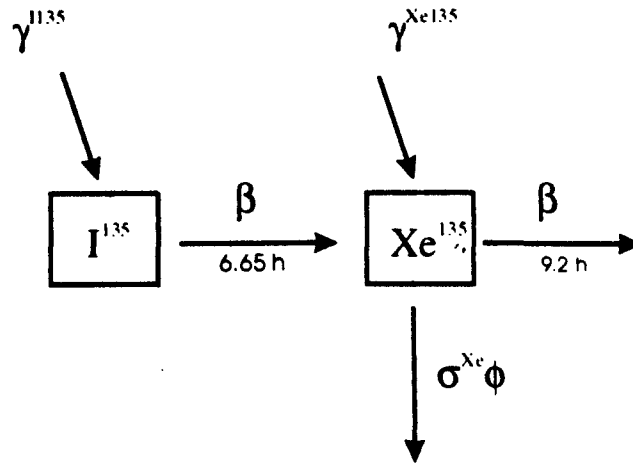


Figura 4.1: Cadena del xenon.

Para las concentraciones de Iodo y Xenon las ecuaciones vienen dadas por:

$$\begin{cases} \frac{dI^{135}(t)}{dt} = \gamma^I \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda^I \cdot I^{135}(t) \\ \frac{dXe^{135}(t)}{dt} = \gamma^{Xe} \cdot \Sigma_f \cdot \phi + \lambda^I \cdot I^{135}(t) - [\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}] \cdot Xe^{135}(t) \end{cases} \quad (4.5)$$

$\gamma^I, \gamma^{Xe}$  : Rendimientos de fisión de Iodo y Xenon.

$\lambda^I, \lambda^{Xe}$  : Constantes de desintegración de Iodo y Xenon.

Cuyas soluciones analíticas vienen dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} I^{135}(t) = \frac{\gamma^I \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\lambda^I} \cdot (1 - e^{-\lambda^I \cdot t}) + I^{135}(0) \cdot e^{-\lambda^I \cdot t} \\ Xe^{135}(t) = Xe^{135}(0) \cdot e^{-[\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}] \cdot t} + \frac{(\gamma^{Xe} + \gamma^I) \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}} \cdot (1 - e^{-[\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}] \cdot t}) \\ \quad - \frac{\gamma^I \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda^I \cdot I^{135}(0)}{\lambda^I - (\lambda^{Xe} + \sigma_a^{Xe} \cdot \phi)} \cdot (e^{-[\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}] \cdot t} - e^{-\lambda^I \cdot t}) \end{array} \right. \quad (4.6)$$

Las exponenciales decaen con un periodo efectivo de  $\sim 2.6$  horas, para el  $Xe^{135}$  y de 6.65 horas para el  $I^{135}$  y al cabo de 48 horas se alcanzan las concentraciones de equilibrio. Las ecuaciones quedan reducidas a:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{eq}^{135} = \frac{\gamma^I \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\lambda^I} \\ Xe_{eq}^{135} = \frac{(\gamma^{Xe} + \gamma^I) \cdot \Sigma_f \cdot \phi}{\sigma_a^{Xe} \cdot \phi + \lambda^{Xe}} \end{array} \right. \quad (4.7)$$

#### Cadena del $Sm^{149}$ :

Esta cadena es más compleja, destacando las dos posibles vías de producir  $Sm^{149}$  a través del  $Pm^{149}$ , bien por la vía del  $Nd^{149}$ , o bien, por la vía del  $Nd^{147}$ :

Se ha reducido la cadena  $Pm^{149} \rightarrow Sm^{149}$ , sólo por la vía del  $Nd^{149}$ , debido a que en la vía de  $Nd^{147} \rightarrow Pm^{147} \rightarrow Pm^{148} + Pm^{148m} \rightarrow Pm^{149}$ , el incremento en las absorciones de  $Sm^{149}$  por el decaimiento de  $Pm^{149}$  proveniente del  $Pm^{147}$ , se compensa aproximadamente con la disminución de las absorciones en  $Pm^{148}$  y  $Pm^{148m}$ , aunque tengan diferentes periodos de decaimiento [8], [17].

Se puede entonces poner la solución para el caso del Promecio y el Samario de manera simplificada:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dPm^{149}}{dt} = \gamma^{Pm} \cdot \Sigma_f \cdot \phi - \lambda^{Pm} \cdot Pm^{149}(t) \\ \frac{dSm^{149}}{dt} = \lambda^{Pm} \cdot Pm^{149}(t) - \sigma_a^{Sm} \cdot \phi \cdot Sm^{149}(t) \end{array} \right. \quad (4.8)$$

$\gamma^{Pm}$ : Rendimientos de fisión de Iodo y Xenon.

$\lambda^{Pm}$ : Constantes de desintegración de Iodo y Xenon.

Las tasas de reacción totales en teoría de dos grupos serán:

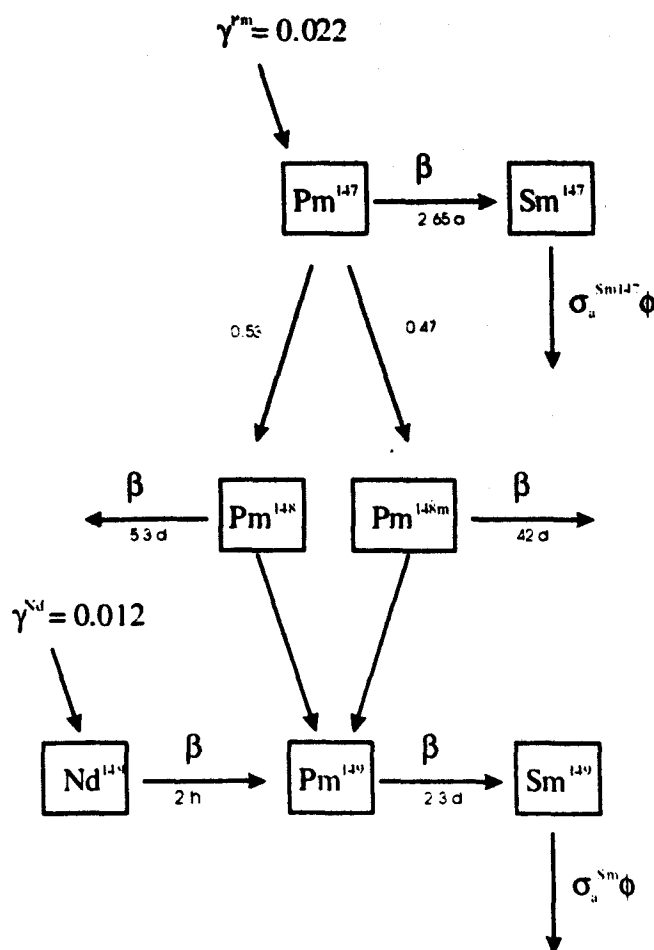


Figura 4.2: Cadena del samario.

$$\begin{cases} \Sigma_f &= \Sigma_{f1} \cdot \phi_1 + \Sigma_{f1} \cdot \phi_2 \\ \sigma_a^{Xe} &= \sigma_{a1}^{Xe} \cdot \phi_1 + \sigma_{a2}^{Xe} \cdot \phi_2 \\ \sigma_a^{Sm} &= \sigma_{a1}^{Sm} \cdot \phi_1 + \sigma_{a2}^{Sm} \cdot \phi_2 \end{cases} \quad (4.9)$$

El cálculo de las concentraciones se debe realizar en cada zona espacial. Los flujos neutrónicos se calculan por zona y grupo, como valores promediados en volumen. Los flujos se determinan en el paso de tiempo inicial, y normalizados a la potencia actual del reactor.

- Temperatura efectiva del combustible.

El cálculo de la temperatura efectiva del combustible para cada zona o celda de combustible se hace mediante una correlación desarrollada de forma cuadrática

en función del grado de quemado y de la densidad de potencia relativa, aplicable a cada tipo de elemento combustible. Dicha correlación ha sido obtenida mediante cálculos termohidráulicos y de quemado que incluyen los efectos de autoblandaje en la absorción neutrónica, para perfiles de temperatura no uniformes. [9]

La correlación considera el cambio relativo de la temperatura del combustible respecto a la temperatura del refrigerante en condiciones de referencia.

$$T_{efectiva} = T_{refrigerante} + f(\text{Potencia, quemado, tipo de elemento}) \quad (4.10)$$

- Concentraciones de boro disuelto y del agua.

Se calculan las concentraciones atómicas de agua y  $B^{10}$  disuelto en agua, que será función exclusiva de la densidad y de la fracción de la misma que ocupa en dicha zona.

El cambio de concentración atómica de agua vendrá dado por:

$$\Delta N^W(M) = (\rho^W(M) - \rho^{ref}) \cdot \frac{V^W}{V^{zona}} \cdot \frac{0.6025}{18.016} \quad (4.11)$$

Siendo:

$$\begin{cases} V^{zona} &= \text{Volumen de la zona} \\ V^W &= \text{Volumen de agua de la zona} \\ \rho^W(M) &= \text{Densidad del agua en la zona M (el peso atómico del agua es 18.016)} \\ \rho^{ref} &= \text{Densidad del agua de referencia} \\ WF &= V^W / V^{zona} \text{ fracción de agua en la celda} \end{cases}$$

La concentración atómica de boro disuelto, en términos del volumen de la celda viene dada por:

$$N^B(M) = \rho^W(M) \cdot \frac{V^W}{V^{zona}} \cdot 10^{-6} \cdot PPM \cdot \frac{0.6025}{10.82} \cdot 0.1978 \quad (4.12)$$

Siendo:

$$\begin{cases} PPM &= \text{Partes por millón en peso de boro natural en el núcleo} \\ N^{B^{10}} / N^B &= 0.1978 \text{ (enriquecimiento de } B^{10} \text{ natural)} \\ P(B^{10}) &= 10.82 \text{ (peso atómico del boro)} \end{cases}$$

- Grado de quemado.

Se calcula al principio de cada paso de quemado, con la densidad de potencia, el incremento de quemado medio del núcleo y el valor relativo (respecto a la media) de la masa de uranio inicial de la zona.



Por lo tanto cuando comienza un nuevo paso de quemado, se determina el nuevo quemado por zona:

$$B_{t+1}(M) = B_t(M) + \overline{\Delta B_{t+1}} \cdot PD_1(M) \cdot \frac{\overline{m}}{m(M)} \quad (4.13)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} B_t(M) & = \text{Quemado de la zona } m \text{ en el tiempo } t \\ \overline{\Delta B_{t+1}} & = \text{Cambio de quemado medio en el núcleo en el paso } t + 1 \\ PD_1(M) & = \text{Densidad de potencia en la zona } M \text{ normalizada a la unidad} \\ \overline{m} & = \text{Masa media de uranio del núcleo por elemento combustible} \\ m(M) & = \text{Masa de uranio por elemento combustible en la zona } M \end{array} \right.$$

#### 4.4.4 Cálculo de las secciones eficaces en cada zona.

Se realiza una interpolación en las tablas de secciones eficaces en función del quemado, corrigiéndolas en función de las variables locales de realimentación. Se toman las secciones eficaces microscópicas de xenon, samario, boro y agua; así como algunas correlaciones específicas por el efecto Doppler y por el efecto espectral debido al cambio de densidad del agua.

- Grado de quemado.

Con el grado de quemado por zona se realiza una interpolación Lagrangiana con tres puntos en la tabla de secciones eficaces con el quemado.

- Concentraciones de boro disuelto y del agua.

La sección eficaz macroscópica de la zona se corrige mediante:

$$\Sigma(M) = \Sigma^B(M) + \Delta N^W \cdot \Sigma^W + N^B(M) \cdot \sigma^B \quad (4.14)$$

Siendo:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \Sigma^B(M) & = \text{Sección eficaz macroscópica interpolada en el quemado} \\ \Sigma^W & = \text{Sección eficaz macroscópica del agua} \\ \sigma^B & = \text{Sección eficaz microscópica del boro} \end{array} \right.$$

Los valores de  $\Sigma^W$  y  $\sigma^B$  se calculan por interpolación en las tablas de quemado. La corrección se aplica a  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_{tr}$  y  $\Sigma_{s,1-2}$ .

- Temperatura efectiva del combustible mediante la corrección Doppler.

La corrección Doppler se aplica sólo a la sección eficaz macroscópica de absorción del grupo rápido  $\Sigma_{a1}$ . Es debido a los cambios de la temperatura efectiva del combustible en cada zona respecto a la condición de temperatura de referencia. La  $\Sigma_{a1}$  se puede poner como:

$$\Sigma_{a1} \approx \frac{A \cdot T}{1 + B \cdot T} \quad (4.15)$$

Donde los parámetros A y B han sido ajustados previamente.

- Concentraciones de  $\text{Xe}^{135}$  y  $\text{Sm}^{149}$ .

Se añaden los productos de fisión para las secciones eficaces de transporte y absorción de la forma, en cada grupo  $g$  de energía:

$$\Delta\Sigma_{ag}(M) = N^{Xe}(M) \cdot \sigma_{ag}^{Xe}(M) + N^{Sm}(M) \cdot \sigma_{ag}^{Sm}(M) \quad (4.16)$$

Siendo los valores:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sigma_{ag}^{Xe}(M), \sigma_{ag}^{Sm}(M) & = \text{secciones eficaces microscópicas de Xe y Sm} \\ & \text{interpoladas para el quemado de la zona M.} \\ N^{Xe}(M), N^{Sm}(M) & = \text{concentraciones atómicas de Xe y Sm en la zona M} \\ & \text{obtenidas al resolver las ecuaciones temporales previas.} \end{array} \right.$$

- Endurecimiento espectral.

El efecto de endurecimiento espectral viene ocasionado por el cambio de densidad del moderador, dando lugar a un cambio en las densidades atómicas de boro y agua, que produce un mayor o menor endurecimiento del espectro neutrónico.

Existe una corrección para todas las secciones rápidas en cada zona de la forma:

$$\Delta\Sigma^1(M) = \Sigma^1 \cdot SH \cdot \frac{\rho(M) - \rho^{ref}}{\rho^{ref}} \quad (4.17)$$

Siendo  $SH$  el factor de endurecimiento espectral, que se obtiene a partir de diversos análisis de celda. En donde se consideran los efectos en las secciones eficaces rápidas debidos a los cambios en las densidades isotópicas de agua y boro. Se aprecia cierta independencia respecto al enriquecimiento del combustible, si bien, depende del tipo de sección eficaz que se analice.

## 4.5 Tratamiento del fenómeno de resonancias.

El cálculo de la absorción en resonancias en los reactores de agua a presión es un problema muy importante. Si el tratamiento de los sistemas homogéneos es

difícil, más aún lo es el tratamiento de sistemas heterogéneos. Este cálculo es posible hacerlo incluso con códigos de Monte Carlo, pero debido al gran coste computacional se utilizan métodos de cálculo más simplificados.

Los primeros cálculos fueron realizados por Wigner en 1955, en donde se separaba el efecto de absorción en resonancias en dos términos, un término volumétrico y otro término de superficie. El término volumétrico se corresponde con la absorción de neutrones que sufren dispersión dentro del propio combustible, y el término de superficie tiene en cuenta la absorción de neutrones que son dispersados en el moderador y absorbidos en las resonancias del combustible. [34]

La introducción del factor Dancoff aparece cuando se compara la estructura de una red regular de celdas respecto a una celda única en un moderador infinito. La formulación fue introducida por Dancoff y Ginsburg, en donde se pone de manifiesto que el valor de la corriente de neutrones en la zona de resonancias es menor para el caso de una red regular que para una celda aislada debido precisamente al efecto sombra que se produce por la disposición regular de las barras y que hace que los neutrones en la zona de resonancias se vean apantallados por el resto de barras.

Se hace un primer análisis de resonancias, donde se supone una única celda de combustible aislada y rodeada por un moderador infinito. Sin embargo, en realidad el combustible se encuentra en una red de celdas de combustible o vacantes. Es posible entonces, que los neutrones con energías de la zona de resonancias pasen a través de una celda de combustible sin colisionar.

Con un análisis de probabilidades de colisión, en el caso de una celda aislada, se puede evaluar la probabilidad de escape de un neutrón nacido en el combustible y que su próxima colisión ocurra en el moderador ( $P_{Fo}$ ). En una red regular de celdas de combustible, es posible que el neutrón fugado tenga su próxima colisión en otra barra próxima de combustible, pudiendo evaluar de nuevo la probabilidad de escape en resonancias en red regular de la forma:

$$P_{Fo}^* = P_{Fo} \frac{1 - C}{1 - C(1 - \sum_i^{Fuel} \langle R \rangle_F \cdot P_{Fo})} \quad (4.18)$$

$\langle R \rangle_F$  = cuerda media del combustible.

$C$  = factor de Dancoff-Ginsberg, f(geometría y composición).

El efecto Dancoff disminuye las fugas efectivas respecto a la celda aislada, es decir, disminuye la superficie efectiva del combustible respecto a la celda aislada. Realmente, el efecto Dancoff representa la reducción efectiva de la superficie de combustible que ven los neutrones cuando se absorben en la zona de resonancias:  $S_{eff} = (1 - C) \cdot S_{real}$ . El método de análisis del Dancoff utilizando probabilidades de colisión permite calcular el cálculo de la absorción en las resonancias, de manera que el problema heterogéneo se transforma en un problema homogéneo mediante

ciertos teoremas de equivalencia. Con esta formulación la interpretación del efecto Dancoff vendrá dada como la probabilidad de colisión para aquellos neutrones que salen del combustible y tienen su primera colisión en el moderador.

Para la tabulación de la Integral de resonancia efectiva dependiente de grupo, el código WIMS utiliza las integrales de resonancia efectivas tabuladas para mezclas homogéneas de absorbentes resonantes e hidrógeno puro obtenidos en un cálculo más detallado.

Se cubren 13 grupos de resonancias entre los 9118 KeV y los 4 eV, utilizando 42 grupos térmicos muy detallados para tener en cuenta las resonancias del uranio y plutonio. El principio de equivalencia de WIMS se basa en la probabilidad de colisión en la celda para la región de combustible.

Se aproxima la probabilidad de escape ( $1 - p_o$ ) del combustible utilizando la corrección racional de Bell. Se introduce un factor de corrección dado por:

$$1 - p_o = \frac{a/\overline{R_o}}{a/\overline{R_o} + \Sigma_o} \quad (4.19)$$

De forma que el factor Bell ( $a$ ) se escoge para mejorar la precisión de la tasa de absorciones en resonancias.

#### 4.5.1 Métodos de cálculo de las correcciones Dancoff.

El método más preciso para calcular las correcciones Dancoff es mediante técnicas de MCNP. Sin embargo, es muy costoso computacionalmente y sólo se utiliza en determinados casos muy precisos. La forma normal de operar es mediante el uso de fórmulas o correcciones analíticas de forma aproximada pero que tienen en cuenta las propiedades explícitas de la celda de combustible.

##### Método de Sauer.

La aproximación de Sauer trata de caracterizar la distribución de la cuerda del moderador mediante un número reducido de parámetros. La corrección Dancoff no es muy sensible a la forma detallada de la función que define la cuerda media, mientras se tomen ciertos valores precisos. Es posible obtener una función de distribución aproximada y hacer las integraciones analíticamente.

Se tienen en cuenta las propiedades particulares de la geometría de la red y se aplica la corrección desarrollada por Strawdridge y Barry para incluir los efectos de transparencia de la vaina y el combustible, donde se obtiene :

$$D_{\infty} = f(R_f, R_c, p, \Sigma_{pr}, \Sigma_{pm}) \quad (4.20)$$

La formulación de Sauer se expone para celdas cuadradas:

$$D_{\infty} = \frac{1 - c}{1 + 0.1 \cdot c} \quad (4.21)$$

Siendo el valor de  $c$ :

$$c = \frac{\exp(-\tau \cdot l)}{1 + l \cdot (1 - \tau)} \quad (4.22)$$

Con los valores de :

$$\begin{cases} \tau = \frac{V_f}{V_c + V_m} \left\{ \left[ \frac{\pi}{4} \left( 1 + \frac{V_c + V_m}{V_f} \right) \right]^{1/2} - 1 \right\} - 0.08 \\ l = 2 \cdot R_f \cdot \frac{V_c + V_m}{V_f} \frac{V_c \cdot \Sigma_{pc} + V_m \cdot \Sigma_{pm}}{V_c + V_m} \end{cases} \quad (4.23)$$

Utilizando como volúmenes de celda:

$$\begin{cases} V_f = \pi R_f^2 \\ V_c = \pi R_c^2 - V_f \\ V_m = p^2 - V_f - V_c \end{cases} \quad (4.24)$$

Con las concentraciones isotópicas de cada región ( $N_c^i, N_m^i$ ) y las secciones eficaces microscópicas de dispersión potencial, de la librería de WIMS, se calculan las secciones eficaces macroscópicas potenciales de dispersión para el combustible, vaina y moderador:

$$\begin{cases} \Sigma_{pc} = \sum_i N_c^i \cdot \sigma_p^i \\ \Sigma_{pm} = \sum_i N_m^i \cdot \sigma_p^i \end{cases} \quad (4.25)$$

Para el combustible se obtiene (donde se excluye el  $U^{238}$ ):

$$\sigma_{po} = \frac{1}{N_{U^{238}}} \sum_{i \neq U^{238}} N_f^i \cdot \sigma_p^i \quad (4.26)$$

### Método Carlvick. Cálculo mediante el procedimiento de Dasqhe.

Diferencias en el cálculo del factor Dancoff pueden dar lugar a errores en torno al 1% para celdas de reactores de agua a presión. Utilizar probabilidades de colisión

es muy costoso en cuanto al cálculo, pero para disposiciones regulares en red infinita se pueden tener soluciones exactas.

El factor Dancoff para red regular se puede obtener mediante una rutina de cálculo. Es necesario evaluar el valor de las distancias ópticas calculadas a lo largo de diferentes trayectorias angulares y radiales en las que se divide el espacio de la celda. Para obtener la probabilidad de que un neutrón que abandona una barra de combustible alcance otra barra sin colisionar previamente.

Este cálculo incluye el efecto de vaina en las secciones eficaces a través de la sección eficaz de dispersión potencial de los diversos isótopos que la forman.

La precisión de este método está limitada exclusivamente por el tipo de detalle geométrico, donde con 32 líneas y 32 ángulos de subdivisión, se puede llegar a obtener un error máximo de tan solo 0.0005. Los términos que intervienen para el cálculo del Dancoff con este método son:

$$D_{\infty} = f ( N_l, p, R_c, e, \Sigma_p, N_g, \Sigma_m, N_a, N_r ) \quad (4.27)$$

Datos geométricos:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_l = \text{Geometría cuadrada o hexagonal.} \\ p = \text{Separación entre barras.} \\ R_c = \text{Radio pastilla.} \\ e = \text{Huelgo pastilla y vaina.} \end{array} \right.$$

Datos de composición y secciones eficaces:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_p = \text{Sección eficaz macroscópica de dispersión de la vaina.} \\ N_g = \text{Número de secciones eficaces del moderador.} \\ \Sigma_m = \text{Sección eficaz macroscópica de dispersión del moderador.} \end{array} \right.$$

Datos de integración del método:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_a = \text{Número de pasos angulares en la integración.} \\ N_r = \text{Número de pasos radiales en la integración.} \end{array} \right.$$

### Factores Dancoff en el elemento de combustible.

Se calculan factores Dancoff dependientes de posición para los diferentes tipos de barras presentes en el reactor. Los factores Dancoff correspondientes a una disposición de red regular infinita ( $D_{\infty}$ ) y de doble paso ( $D_v$ ) se calculan usando la formulación utilizada por Strawbridge y Barry que incluyen los efectos de vaina.

Los factores Dancoff para las barras combustibles tanto en borde como en esquina del elemento se calculan teniendo en cuenta el efecto de separación entre elementos combustibles. Por lo tanto, las barras de combustible en la periferia del elemento tienen en cuenta el efecto de separación entre elementos mediante el procedimiento seguido por LWR-WIMS:

$$D_b = 1 - (1 - D_\infty) \cdot f(d_w) \quad (4.28)$$

Donde  $d_w = \Sigma_{pm} (P_A - n \cdot p)$  es el espesor óptico entre elementos combustibles. Con  $P_A$  el paso entre elementos,  $p$  es el paso de barrita y  $n$  el número de barritas en cada elemento.

Los efectos de lado y esquina en el elemento vienen aproximados por:

$$\begin{cases} C_w^{lado} \approx 5/8 \cdot C_\infty + 3/8 \cdot T_w^{lado} \cdot C_\infty \\ C_w^{esqu} \approx 3/8 \cdot C_\infty + 2/8 \cdot T_w \cdot C_\infty + 2/8 \cdot T_n \cdot C_\infty + 1/8 \cdot T_d \cdot C_\infty \end{cases} \quad (4.29)$$

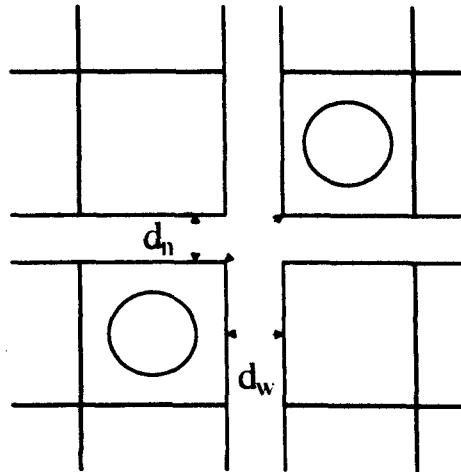


Figura 4.3: Posición de barritas entre elementos

El efecto de las vacantes en el interior del elemento (NR·NR) debido a la presencia de tubos guía (NTG), tubos de instrumentación (NTI) y el efecto de (NBO) celdas en la periferia con un Dancoff diferente, incrementa el valor medio del Dancoff para las (NFR=NR·NR-NTG-NTI) celdas de combustible del elemento. Con unas celdas interiores que no se encuentran junto a vacantes (NIN) y que toman un valor aproximado de red regular  $D_\infty$ :

$$D_{med} = D_\infty + \frac{(NTG + NTI) \cdot (D_c - D_\infty) + NBO \cdot (D_b - D_\infty)}{NFR} \quad (4.30)$$

Se puede entonces referir el valor de un Dancoff para las barritas más externas e internas:

$$\begin{cases} D_{ex} = \frac{NBO \cdot D_b + NIN \cdot D_{\infty}}{NBO + NIN} \\ D_{in} = \frac{NFR \cdot D_{med} - NBO \cdot D_b - NIN \cdot D_{\infty}}{NFR - NBO - NIN} \end{cases} \quad (4.31)$$

El factor de Bell también requerido por WIMS se obtiene por una correlación dada por:

$$\begin{cases} a = \frac{1.0 + 2.71 \cdot b}{1.0 + 2.34 \cdot b} \\ b = \frac{D_{med}}{2 \cdot R_f \cdot N^{f_{238}}} \cdot \frac{1}{5.0 + \sigma_{po}} \end{cases} \quad (4.32)$$



## Capítulo 5

# Modelos utilizados en la parametrización de secciones eficaces.

El concepto de parametrización de secciones eficaces es tratado por los diferentes tipos de códigos de cálculo del núcleo y de elemento de combustible, de manera diferente.

Con el cálculo de elemento de combustible, se obtienen las secciones eficaces homogeneizadas por zonas y materiales, tanto macroscópicas como microscópicas, condensadas en diferentes grupos de energía. El colapsamiento energético dependerá del cálculo posterior en el que van a ser utilizadas las secciones eficaces.

La parametrización se aplica a diferentes casos de combustibles en función del tipo de enriquecimiento y quemado medio. Principalmente la división de las diferentes parametrizaciones aplicadas a los diferentes tipos de celdas, se realiza teniendo en cuenta la composición isotópica inicial. Para los elementos con control se realiza un ajuste diferente, debido a que el control provoca un cambio muy fuerte en el espectro, dando lugar a un cambio drástico en la parametrización de las secciones eficaces.[28]

Como ejemplo de este análisis, el modelo utilizado por el código CASMO-3, calcula las secciones eficaces de las celdas de combustible y de las celdas homogeneizadas para una geometría específica de elemento, válido para reactores del tipo PWR o BWR.

## 5.1 Variables independientes utilizadas en el análisis de parametrización.

El objetivo es tener perfectamente considerado el cambio en las secciones eficaces por efecto de la variación de las condiciones físicas locales. Por ello, cualquiera de las variables independientes escogida, es fruto de un estudio minucioso.

- La selección de las variables independientes es función del tipo de reactor, así en reactores del tipo de Savannah River Plant (SRP) de agua pesada, con una porción de núcleo de material reproductor, se distingue entre las variables de material-combustible y de material-reproductor. Las variables locales de parametrización son[29]:

$E_f^2$	Quemado del fuel MWd/T
$T_M^2$	Temperatura del moderador en $^{\circ}C$
$T_{C_f}^2$	Temperatura del refrigerante en $^{\circ}C$
$T_{M_f}^2$	Temperatura del combustible en $^{\circ}C$
$\rho_{M_f}^2$	Densidad del combustible g/cm <sup>3</sup>
$\rho_M^2$	Densidad del moderador(D <sub>2</sub> O) g/cm <sup>3</sup>
$\rho_{C_f}^2$	Densidad del refrigerante g/cm <sup>3</sup>
$C(U^{235})$	Concentración de U <sup>235</sup> atm/b-cm
$C(Gd)$	Concentración de Gadolinio atm/b-cm

Tabla 5.1: Variables de parametrización en reactores del tipo Savannah River Plant.

- El sistema CASMO-3 [51] parametriza los valores de las secciones eficaces homogeneizadas junto con otro tipo de parámetros necesarios para el cálculo: factores de discontinuidad entre elementos de combustible, parámetros de reconstrucción de las potencias por barra, datos sobre los rendimientos de los productos de fisión, etc... El sistema CASMO-3, a través del código TABLES-3 funcionaliza los diferentes parámetros según la tabla 5.2.
- En el código UM2DB, [24], código de difusión en dos dimensiones, se consideran las secciones eficaces tabuladas en función del quemado. Se realiza una posterior división entre las variables de tipo local o instantáneo, típicas de la realimentación termohidráulica: densidad del moderador, temperatura del moderador, temperatura del combustible, concentración de boro, posición de bancos de control instantánea. Para finalizar, se tienen en cuenta

Tipo de celda	Datos de CASMO-3	Variable independiente
Fuel	Secciones Eficaces Productos de Fisión	{ Quemado Historia del moderador Historia del boro Temp. del moderador Temp. del combustible Concentración de boro Inserción del control
	Fact. Discontinuidad Dist. potencia por barra Flujos en las Esquinas Tasas en Detectores Cinética	{ Temp. del moderador Temp. del combustible Concentración de boro Inserción del control
Reflectores zona axial superior y radial	Secciones Eficaces Fact. Discontinuidad	{ Temp. del moderador Concentración de boro
Reflectores zona axial inferior	Secciones Eficaces Fact. Discontinuidad	{ Concentración de boro

Tabla 5.2: Variables de parametrización en el sistema de códigos CASMO para reactores tipo PWR.

las variables de realimentación de tipo histórico, tales como la historia de la concentración de boro y la historia del movimiento de los bancos de control. Todas ellas son variables que afectan por lo tanto a la estructura del espectro del flujo neutrónico y consecuentemente determinan la evolución isotópica en el material combustible.

- La versión sueca de códigos de difusión, llamado sistema POLCA [63], utiliza un modelo de secciones eficaces mixto, macroscópicas y microscópicas, unido a un tratamiento detallado de los isótopos más importantes (xenon y samario). Utiliza factores de discontinuidad y ciertos procedimientos de corrección de las secciones eficaces debidos a cambios locales (boro y agua) y a los efectos considerados de historia de quemado. El modelo está basado en una combinación de secciones eficaces respecto de un caso considerado como base o referencia, junto a un determinado conjunto de términos correctores. Los parámetros del caso base y algunos de los términos correctores son secciones eficaces macroscópicas, pero el modelo isotópico está basado en las secciones eficaces microscópicas.

Tanto los modelos macroscópicos como microscópicos, junto a otros datos nucleares (factores de discontinuidad y factores de forma de potencia por barra), del sistema POLCA, se funcionalizan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Sigma = & \Sigma^{base}(E, \rho_h, \rho) + \Delta\Sigma^{CR} + \Delta\Sigma^{SG} \\ & + d^{Dop} \cdot \left[ \sqrt{T_f} - \sqrt{T_f^{ref}} \right] + \sum_i \sigma_i \left[ N_i - N_i^{ref} \right] + \Delta\Sigma^{reh} + \Delta\Sigma^{spatial} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Los términos de la ecuación se definen:

- Las *secciones eficaces de base*, son válidas para valores de quemado en condiciones de operación nominal. Dichas condiciones nominales se definen como un estado: en condiciones de densidad del moderador constante, concentración de boro de referencia, temperatura del combustible nominal, densidad de potencia media (que conlleva una concentración de xenon de equilibrio). Se considera que no hay control ni efecto de rejillas.
- Correcciones de tipo instantáneo, debidas a: la densidad del moderador, barras de control, efecto de rejillas, temperatura del combustible, concentración de boro y xenon.
- Correcciones de tipo histórico. Se deben a que en operación real, el quemado se realiza con unas determinadas condiciones diferentes a las condiciones nominales.
- La corrección por rehomogeneización del flujo es consecuencia de que los cálculos realizados para obtener las secciones eficaces con el código de elemento tienen la condición de corriente neta nula en la frontera. Las desviaciones respecto a las condiciones de cálculo ideal de la celda, al considerar las distribuciones de flujo reales en operación, dan lugar a ciertas correcciones sobre las secciones eficaces.
- Corrección por rehomogeneización. En esta corrección se tiene en cuenta la diferente forma de las secciones eficaces intranodales. Elementos situados en la periferia del núcleo, presentan una fuerte variación de las secciones eficaces como consecuencia del fuerte gradiente de flujo en el elemento. La corrección tiene en cuenta estos efectos estimando el cambio de la variación espacial de las secciones eficaces respecto de las condiciones de referencia.

## 5.2 Historia espectral y quemado.

Las secciones eficaces se ven afectadas por los cambios de inventario del combustible. Durante un ciclo de operación normal la variación de la isotopía del combustible es tan grande que la modificación de las secciones eficaces debe incluir este parámetro como variable de referencia. Es decir, el quemado se utiliza como variable de interpolación paramétrica del resto de factores de corrección obtenidos.

### 5.2.1 Cálculos de quemado.

Existen un conjunto de variables que deben ser almacenadas en cada nodo o punto del reactor. Estas variables son el quemado, las concentraciones de determinados isótopos ( $\text{Xe}^{135}$ ,  $\text{I}^{135}$ ,  $\text{Pm}^{149}$  y  $\text{Sm}^{149}$ ) y las llamadas variables de evolución histórica.

- Las variables de quemado nodal pueden expresarse:

$$E(i) = \int_0^{E(i)} dE(i) \quad (5.2)$$

Definiendo los pasos de quemado de valor discreto según:  $\Delta E(i) = P(i) \cdot C \cdot \delta E$ .

Donde  $P(i)$  es la potencia relativa en el nodo,  $C$  es la variable del tipo de combustible que indica la cantidad de uranio en el elemento respecto a la carga total del núcleo, y  $\delta E$  que considera la energía extraída en el paso de tiempo  $\Delta t$ .

- Las concentraciones isotópicas de los isótopos señalados se calculan en cada paso de tiempo. Para la cadena de  $\text{Pm}^{149}$  y  $\text{Sm}^{149}$  sólo se considera la cadena primaria, es decir, vía  $\text{Nd}^{149}$ , de ahí la necesidad de definir unos rendimientos efectivos para el  $\text{Pm}^{149}$ .
- Se consideran variables históricas a aquéllas que indican una evolución con el quemado de la variable media en el nodo. En este caso para la densidad del refrigerante y para la evolución del control se puede poner:

$$\left\{ \begin{array}{l} V(i) = \frac{1}{E(i)} \cdot \int_0^{E(i)} U(i) \cdot dE(i) \quad \Rightarrow \text{Historia de densidad} \\ CF(i) = \frac{1}{E(i)} \cdot \int_0^{E(i)} 0.5 [1 - CT(i)] \cdot dE(i) \quad \Rightarrow \text{Historia del control} \end{array} \right. \quad (5.3)$$

Las secciones eficaces se ven no sólo afectadas por los cambios de inventario, sino también por los cambios espectrales durante el ciclo de operación, es decir, por la dependencia de la evolución de la *historia espectral de quemado*.

#### Importancia de los pasos de quemado.

Un aspecto importante es realizar un análisis de sensibilidad de las secciones eficaces a varios quemados y con unos pasos (de quemado) diferentes. En los

casos denominados de referencia. se realizan un conjunto de perturbaciones de las variables locales. con el fin de tener en cuenta el cambio de las secciones con este tipo de variaciones. Se obtiene una parametrización de las secciones eficaces en función de las perturbaciones instantáneas introducidas, estudiando el comportamiento de estas variaciones en función del quemado de referencia en el que se han realizado.

Los pasos de quemado son diferentes dependiendo del estado global de quemado. Para quemados pequeños los cálculos se hacen a 0.15, 0.35 y 0.50 MWd/KgU. A partir de aquí se toman unos pasos intermedios de 1.0 MWd/KgU. Para pasar a pasos mayores de hasta 2.0 MWd/KgU. [81]

Otros modelos como el propuesto en [24]. requieren de 24 pasos de quemado. hasta alcanzar quemados de 40. MWd/KgU. Los valores de quemado son 0.0, 0.1, 0.5, 1.0 y 2.0 MWd/KgU y a partir se incrementa el quemado con pasos de 2.0 MWd/KgU.

En el código CASMO-HEX. según el estudio desarrollado por la referencia [77]. se consideran 8 puntos de quemado. 0, 2, 5, 10, 20, 30, 40 y 50 MWd/KgU.

Sin embargo. para tener en cuenta todas las diferentes evoluciones isotópicas que se dan en el reactor. se deberían incluir en el cálculo los diferentes caminos de historia de quemado. [81]

En la referencia [24] se desarrolla una formulación para reducir las tablas de secciones eficaces mediante el uso de una parametrización especial con el quemado. en casos de potencias y para condiciones termohidráulicas diferentes. Las desviaciones respecto a la potencia local y los efectos asociados al flujo neutrónico y la isotopía. en especial de  $\text{Xe}^{135}$ . Estas desviaciones se corrigen introduciendo ciertas correcciones respecto a las condiciones de referencia e interpolando ciertos factores en función del quemado. Por ejemplo. son correcciones típicas de historia de quemado para reactores PWR las variaciones de densidad y temperatura del moderador. Para los reactores BWR hay una gran dependencia con el factor de historia de huecos.

Las variaciones de control. tales como boro y movimiento de bancos de control. se especifican en función del tiempo y no del quemado. Por lo tanto. la parametrización de las secciones eficaces deben incluir explícitamente tanto los valores instantáneos como de control. La importancia de esta metodología es intentar modificar las correcciones respecto al quemado. introduciendo la variable tiempo como factor de normalización. Se consigue por una parte que las correcciones necesarias respecto a las variables de referencia sean menores. y por otra parte eliminar la dependencia respecto a la historia de concentración de boro ( ya que se representa explícitamente en el tiempo la evolución temporal de la curva de boro).

Este tipo de parametrización tiene fuertes inconvenientes: en primer lugar se hace muy dependiente de la evolución de la curva de boro. y en segundo lugar

se continua utilizando para la corrección de historia de quemado los parámetros integrados de variables físicas termohidráulicas.

Con esta formulación la dependencia con diferentes historias de potencia local se encuentra estimada de forma bastante precisa, eliminando el efecto no lineal que se produce por la interpolación exclusivamente con el quemado. Los efectos de no linealidad para diferentes casos potencia parcial de la variable  $k_{\infty}$  en función del quemado, vienen dados por tres hechos fundamentales:

- Diferencias en el xenon.
- Efecto Doppler.
- Variaciones isotópicas, en especial del  $\text{Xe}^{135}$ .

Según el modelo general que se propone en [24], las secciones eficaces vendrían definidas por:

$$\begin{cases} \Sigma(r, t) = \Sigma(t, p, T_f, \rho_f, T_m, \rho_m, u: \langle p \rangle \cdot \langle T_f \rangle \cdot \langle \rho_f \rangle \cdot \langle T_m \rangle \cdot \langle \rho_m \rangle \cdot \langle u \rangle) \\ C_{Boro} = C_{Boro}(t) \end{cases} \quad (5.4)$$

Donde se hace el cambio de variable:

$$E(r, t) = \langle p(r, t) \rangle \cdot t \quad (5.5)$$

Las variables quedan definidas para un instante  $t$  de tiempo:

Instantáneas	Promediadas	Variables
$p$	$\langle p \rangle$	Potencia
$T_f$	$\langle T_f \rangle$	Temperatura del combustible
$\rho_f$	$\langle \rho_f \rangle$	Densidad del combustible
$T_m$	$\langle T_m \rangle$	Temperatura del moderador
$\rho_m$	$\langle \rho_m \rangle$	Densidad del moderador
$u$	$\langle u \rangle$	Control instantáneo

Tabla 5.3: Variables definidas: Instantáneas y promediadas.

Existe un inconveniente implícito, ya que es necesario pasar un número mayor de casos de quemado a diferentes potencias, para obtener el grado de acuerdo requerido.

Según el código CASMO-3. [51] para tener en cuenta este efecto de historia espectral sobre las secciones eficaces, en un modelo de cálculo que utiliza secciones eficaces macroscópicas, se realizan tres casos de quemado :

- Condiciones nominales.
- Variación de la temperatura del moderador.
- Variación de la concentración de boro.

### **5.2.2 Introducción a la historia espectral.**

El espectro de quemado provoca diferencias sustanciales en la isotopía del combustible. Para tener en cuenta este fenómeno en códigos macroscópicos se utilizan diferentes tipos de correcciones.

La funcionalización realizada por el código CASMO-3 [51], introduce los efectos de historia espectral para variaciones de boro soluble y temperatura del moderador. Con estas historias de quemado se trata de obtener unas correcciones a las secciones eficaces de forma que se obtengan valores semejantes a los de un análisis microscópico detallado.

En un análisis de tipo microscópico, la corrección de las secciones eficaces no es tan importante ya que realmente se utiliza toda la isotopía del combustible. De ahí que la corrección global de historia espectral sobre las secciones eficaces microscópicas, en este tipo de códigos, sea de poca importancia.

Como bien señala la referencia [24], los cambios en las densidades isotópicas del combustible en un determinado valor del ciclo de quemado, reflejan las transmutaciones isotópicas que se han producido en un tiempo previo. Por lo tanto el efecto sobre las secciones eficaces viene dado no sólo por los valores de los parámetros de celda instantáneos, sino también por las variables de tipo histórico.

Para un reactor del tipo BWR, la concentración de isótopos pesados depende fuertemente de la historia de huecos y de la posición del control. La generación de las tablas de secciones eficaces respecto a la dependencia histórica, requiere un conjunto de casos de quemado muy elevado, utilizando para ello los códigos de celda.

El código POLCA7 [63], considera el efecto de historia de quemado, y puntualiza cómo al quemar en condiciones no nominales, el inventario isotópico que se genera difiere gradualmente respecto al caso de referencia. El código tiene en cuenta el correcto tratamiento de todos los isótopos más importantes y el efecto sobre las secciones eficaces. Los nucleidos que se tienen en cuenta son:

- Isótopos pesados (actínidos más importantes).



- Productos de fisión (comprende alrededor de 20 isótopos, señalando isótopos de periodo corto como los más importantes, destacando el  $\text{Xe}^{135}$  y el  $\text{Sm}^{149}$ ).
- Absorbentes quemables.

El modelo de correcciones por historia de quemado tiene en cuenta todos los efectos de historia:

- Historia de densidad del refrigerante.
- Historia de las barras de control.
- Historia de la concentración de boro.
- Historia de las fugas neutrónicas.
- Historia de la variación de potencia local.

### 5.2.3 El tratamiento de la corrección de la historia espectral.

Para conseguir la correcta modelización de la conducta neutrónica de los reactores PWR se han de tener en cuenta los efectos de historia espectral (el efecto de endurecimiento o moderación del espectro sobre el quemado del  $\text{U}^{235}$  y la formación de isótopos fisibles transuránicos, en especial  $\text{Pu}^{239}$ ). [26]

En códigos de análisis nuclear, en donde se hace una simulación tridimensional del reactor, el análisis de tipo nodal utiliza un tratamiento macroscópico. Sólo se tienen en cuenta los isótopos más relevantes ( $\text{Xe}^{135}$ ,  $\text{Sm}^{149}$  y sólo en ciertos casos se hace un tratamiento de  $\text{I}^{135}$ ,  $\text{Pm}^{149}$ ). El resto de parámetros neutrónicos se obtienen correlacionándolos con ciertas variables de tipo local, tales como el quemado y el efecto de densidad del moderador. Sin embargo, se debe tener en cuenta el efecto de historia espectral en la composición isotópica del combustible, fundamentalmente en la producción y desaparición de isótopos fisibles. [71]

Los efectos de la historia espectral en los PWR, son una consecuencia de la distribución espacial y/o temporal de variables tales como potencia, temperatura del moderador, concentración de boro, posición de bancos... es decir, de las condiciones de operación.

Estas condiciones de operación, globales y/o locales, afectan al espectro neutrónico y a las tasas de reacción y por lo tanto a la composición isotópica del combustible.

Cualquier efecto que produzca endurecimiento espectral (un incremento de la temperatura del moderador, aumento de la concentración de boro, disminución

de la densidad del moderador,...) produce un incremento de la tasa de conversión. con incremento en la concentración de  $\text{Pu}^{239}$ . [43]

Hay dos formas de tener en cuenta el efecto de historia espectral:

- Mediante la representación explícita de todos los nucleidos fisibles y fértiles más importantes, haciendo uso por lo tanto, de las secciones eficaces microscópicas.
- Incluyendo todos los nucleidos en un término macroscópico, generado a determinadas condiciones de referencia. Se aplican términos correctores para tener en cuenta las diferentes condiciones de operación locales integradas a lo largo del tiempo.

### Importancia de la historia espectral.

Los códigos nodales basados en modelos microscópicos de quemado, tienen en cuenta los efectos de historia espectral mediante la producción y desaparición de actínidos y productos de fisión. Las secciones eficaces y las concentraciones isotópicas se controlan mediante el quemado local y las condiciones de operación instantáneas.

Es necesario desarrollar la formulación con al menos dos grupos de energía, porque la mayoría de los efectos de historia espectral resultan del cambio en el espectro  $\phi_1/\phi_2$ .

Los efectos de historia espectral se inducen por:

- Densidad del moderador. [5]
- Concentración de boro.
- Inserción de barras de control.
- Nivel de potencia del reactor.

Los efectos de historia producen cambios sustanciales en la reactividad local del combustible. Por ejemplo, el cambio de la densidad axial del refrigerante, provoca un mayor contenido de isótopos de plutonio en la zona superior, incluso si la distribución de quemado fuera axialmente simétrica. Por lo tanto, a igual quemado, potencia y concentración de boro, la zona superior del núcleo, que opera cerca de la temperatura de salida, es más reactiva que la zona inferior (se cuantifica en torno a unas 2.000 pcm al quemado de descarga).

También se puede evaluar el efecto resultante por la disminución de la concentración de boro durante el ciclo de operación, que puede llegar a ser del orden de las 1.500 pcm al quemado de descarga.

En condiciones normales de operación, el contenido y distribución asimétrica de isótopos fisibles ( $\text{Pu}^{239}$ ) hace disminuir la aparición de picos de potencia en la zona inferior del núcleo, debido a un mayor valor negativo del CTM. Si el modelo despreciase la historia espectral, la distribución axial de potencia sólo vendría controlada mediante la distribución de quemado, y por el CTM. Según esto, la distribución de potencia axial y de quemado se desplazarán hacia la parte inferior del núcleo (en torno a un 2%). [43]

Normalmente los modelos de cálculo de elemento de combustible toman una temperatura media de quemado (temperatura media a HFP) y unas perturbaciones instantáneas de esta temperatura, que cubren todo el rango de operación. Sin embargo, este modelo simplificado de conducta tiene implícita una condición sobre la evolución isotópica del combustible (con esta hipótesis se puede predecir el comportamiento medio del núcleo pero se ignora las contribuciones de los diferentes caminos de quemado). Es decir, se asume que la tasa de pérdida de reactividad con el quemado es independiente del espectro local de quemado. Estas diferencias isotópicas introducen unos efectos en reactividad que pueden afectar significativamente a ciertos parámetros del núcleo, a pesar de que para el núcleo en su conjunto, se tiendan a amortiguar tales efectos.

#### 5.2.4 Forma genérica de considerar el efecto de historia espectral

En el caso de un análisis nodal se pueden considerar varios métodos para tratar el efecto de la historia espectral: [60]

- Cálculo en *malla fina*, con cálculo de quemado para las secciones eficaces microscópicas. En este caso el espectro del flujo afecta completamente a la determinación de dichas secciones eficaces microscópicas. Es muy costoso.
- Realizar todo un conjunto de cálculos de *color-sets*, con todas las posibles combinaciones que se pueden dar en el núcleo. De esta forma los efectos de interacción espectral entre elementos vecinos se tienen en cuenta durante la modulación de las funciones de forma.
- Método nodal, en donde se introducen ciertas correcciones de tipo semianalítico entre el espectro y las secciones eficaces macroscópicas en función del quemado.

Los efectos sobre la historia espectral del cambio de la densidad del moderador se pueden representar mediante funciones polinómicas simples de las variables termohidráulicas integradas a lo largo del quemado.

$$\overline{T_m^{hist}} = \frac{1}{E} \int_0^E dE' \cdot T_m(E') \quad (5.6)$$

Donde  $E$  es el quemado y  $T_m$  es la temperatura del moderador instantánea. [71]

Utilizar las funciones de forma del  $\phi$  y de la potencia calculadas para un elemento aislado con corriente neta nula en la frontera, es una simplificación del estado real del reactor. El efecto de interacción espectral en las interfaces de los elementos combustibles puede llegar a ser muy fuerte. Estas interacciones espectrales producen diferencias grandes en la producción y desaparición de plutonio y uranio, respecto a las calculadas para un elemento aislado. El objetivo es calcular la variación de las secciones eficaces homogeneizadas que se induce por las interacciones espectrales entre elementos combustibles.

Por lo tanto el error inducido por el espectro, en el cálculo de la distribución de potencia local, será mayor para el análisis de MOX o en el caso de elementos con venenos consumibles del tipo gadolinio o wabas, debido a los fuertes gradientes del flujo en la interfase entre elementos.

Teniendo en cuenta que el cambio de las secciones eficaces homogeneizadas es función de las diferencias entre el espectro intranodal real del elemento y el espectro asintótico calculado para el elemento de combustible en condiciones de red regular, se puede expresar:

$$\Delta \Sigma_a \propto \left[ \int_0^E \left( \frac{\phi_1}{\phi_2} \right) \Big|_{\text{local}} \cdot dE - \int_0^E \left( \frac{\phi_1}{\phi_2} \right) \Big|_{\text{asintótico}} \cdot dE \right] \quad (5.7)$$

Para aplicar la corrección espectral a las secciones eficaces en dos grupos, se debe conocer la magnitud de cambio de las mismas por unidad de cambio en la historia espectral. Es decir, se define el parámetro de historia espectral dado por:

$$SH = \frac{\int_0^E \left\{ \frac{\left( \frac{\phi_1}{\phi_2} \right) \Big|_{\text{local}}}{\left( \frac{\phi_1}{\phi_2} \right) \Big|_{\text{asint}}} \right\} dE}{\int_0^E dE} \quad (5.8)$$

Se supone que los cambios en las secciones eficaces son inducidos por variaciones espectrales, independientes de los fenómenos físicos que inducen dicha variación espectral. Con esta afirmación el efecto sobre las secciones eficaces podría quedar reducido a un simple análisis con dos diferentes evoluciones de quemado. Sólo sería necesario calcular unos parámetros de correlación para las secciones eficaces, aplicables también para los diferentes tipos de elementos combustibles.

Se puede concluir que las secciones eficaces cambian (por unidad de cambio de historia espectral) de forma suave con el quemado y son casi independientes del tipo de elemento combustible.

Sin embargo, esta interpretación no es rigurosamente cierta para quemados altos, aunque en estos casos desde el punto de vista de la seguridad, los efectos no son tan importantes. Y además sí dependen del tipo de combustible, como se ve en la referencia [60].

Este efecto se puede poner como función del tipo de elemento combustible, haciéndolo depender de la correlación de  $(\Sigma_{f1}/\Sigma_{f2})^\circ$  en las condiciones iniciales.

La definición de historia espectral puede venir dada por ciertos parámetros que indiquen la influencia del tipo de espectro de quemado. De ahí que se utilicen dos tipos de parámetros muy semejantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} SH = \frac{1}{E} \cdot \int_0^E \left( \frac{\phi_1(E')}{\phi_2(E')} \right) dE' \text{ [54]. [65]} \\ SH = \frac{1}{E} \cdot \int_0^E \left( \frac{\Sigma_{f1} \cdot \phi_1(E')}{\Sigma_{f1} \cdot \phi_1(E') + \Sigma_{f2} \cdot \phi_2(E')} \right) dE' \text{ [60]} \end{array} \right. \quad (5.9)$$

Las historias espectrales que se consideran son: la densidad del moderador, historia de la concentración de boro, historia de la temperatura del combustible. [26]

Se introduce el efecto de historia de potencia, observando que este efecto no juega un papel importante. Aunque para el caso de operación a una potencia parcial del 75% durante largos periodos de tiempo, se observa una desviación lineal de reactividad de hasta +160 pcm. Debido a la reducción del ensanchamiento Doppler de las resonancias del  $U^{238}$  a baja potencia y por tanto a la disminución de formación a plutonio.

Se pueden analizar [35] los diversos cambios de reactividad para los diferentes efectos de historia espectral. Se concluyen dos ideas muy importantes:

- Los efectos son importantes a quemados altos.
- Tienen un efecto bastante lineal con el tipo de perturbación.

Se concluye entonces que el efecto de la historia espectral puede ser fácilmente modelado, haciendo cálculos de quemado en condiciones no-nominales respecto a las condiciones de referencia.

### Efectos al despreciar la corrección de historia espectral

(Cuantificados en una central ABB CE System 80 PWR, con ciclos de 18 meses de duración.) [43]

Si se elimina la historia espectral se deben tener en cuenta las siguientes implicaciones:

- Desplazamiento de la potencia axial hacia la parte inferior del núcleo.
- Un incremento en la reactividad del núcleo (dependiente del quemado) alcanzando cerca de las 1000 pcm a EOC.
- Reducción del pico axial a BOC en torno al 4%, aumentando ligeramente a EOC.
- Ligero aumento del A.O. a EOC de aproximadamente un 2%.
- Cambios de las distribuciones radiales de potencia muy pequeños.

Las magnitudes señaladas dependen de la potencia y son más apreciables durante largos periodos de operación a potencia reducida o en el caso del alargamiento de ciclo o *coastdown*. La repercusión sobre los coeficientes de reactividad es mínima en torno a 0.5 pcm/°F.

En la referencia [26], se daban como resultados del análisis de historia espectral, utilizando el código CASMO-3/SIMULATE-3 [39], [83] en las centrales de TMI y Davis-Base de tecnología B&W. Las conclusiones fueron:

- Modelar la historia del boro es importante para obtener desviaciones en reactividad aceptables.
- El A.O. a HFP está muy influenciado por la historia de densidad del moderador, si bien los efectos en  $F_Q$  son pequeños.
- Los valores de CTM no se ven afectados significativamente.

En la referencia [71] se analizaban los efectos de un correcto tratamiento de la historia espectral:

- El A.O. del núcleo es muy sensible a estas diferencias.
- Los parámetros cinéticos obtenidos a partir de cálculos estacionarios se ven afectados.
- Efecto importante en el valor del CTM y los valores diferenciales de los bancos de control, medidos a HZP cuando no hay efecto de distribución de temperaturas axialmente en el núcleo.
- También se señala en el estudio la gran importancia de los efectos a altos quemados.

Se han hecho estudios para la planta de Zion Unit 2 (Zion-2. es una central PWR de cuatro lazos tipo Westinghouse 3.250 MW<sub>th</sub>) y en Arkansas Nuclear One 2 (ANO-2. es una central PWR de dos lazos tipo Combustion Engineering de 2.814 MW<sub>th</sub>). utilizando el código NODETRAN (NODE-P2). [70]

Estado	Boro (ppm)	CTM (10 <sup>-4</sup> /°F)	CTM (10 <sup>-4</sup> /°F)
		Sin SH	Con SH
BOC-1	1235	-0.33	-0.33
EOC-1	0	-2.08	-2.43
BOC-2	1303	-0.21	-0.65

Tabla 5.4: Diferencias en CTM para Zion-2. código NODETRAN.

El CTM es un parámetro importante en la conducta y análisis de transitorios de los reactores tipo PWR. Normalmente este valor se mide a BOL y EOL para confirmar los márgenes de seguridad. Su determinación es esencial para asegurar que el diseño del núcleo opera dentro de condiciones seguras.

Con el código PHOENIX-P/ANC [73]. se realizó un análisis axial del núcleo. generando las constantes para seis zonas axiales diferentes. De tal forma que aunque el código no sea de quemado microscópico. sí refleja los efectos de endurecimiento espectral de la densidad del moderador axialmente. Analizando el CTM se observan pequeñas diferencias:

Condición	Modelo normal CTM(pcm/°C)	Modelo axial con SH CTM(pcm/°C)
HFP.Eq. Xe. (47ppm)	-31.7	-31.6
HZP. No Xe (571ppm)	-13.5	-13.0

Tabla 5.5: Valores de CTM. código PHOENIX.

Con el nuevo tratamiento de la historia espectral. axialmente en el reactor. aumenta el A.O. hasta un +2.3% a los 11.000 MWd/tU. Siendo consistente con el modelo axial. ya que aumenta la producción de plutonio en la parte superior. debido al efecto de endurecimiento espectral.

Se comparan las distribuciones de potencia críticas en ciertos elementos. en la central Yonggwang Unit 1 (YGN-1). central coreana del tipo Westinghouse. Antes de la introducción de la historia espectral había diferencias máximas en la distribución local de potencia de hasta 4.514%. frente a 1.843% tras introducir este efecto corrector.

### 5.3 Parametrización en función del rango de aplicación.

Se utiliza un rango de aplicación u otro en función de las condiciones de operación del reactor.

En [28] se analiza cómo en el código CRAB se toman dos rangos, uno en condiciones estáticas nominales y otro en condiciones de operación dinámicas.

En la referencia [29] se hace una revisión de esta metodología utilizando una parametrización (de variables de estado para cuatro regímenes de funcionamiento diferentes) en función del cambio del buckling material, de tal manera que se cubre todo el rango de aplicación. Se definen cuatro rangos (normal, débil, fuerte, régimen de disparo de los bancos de control o *scram*) en los que se agrupan las variables operativas, y en donde estas variables locales son también diferentes para cada régimen.

Los cambios de las variables de estado, como temperatura del combustible o densidad del refrigerante entre otras, pueden tomar variaciones muy grandes durante un transitorio o durante condiciones de tipo accidental. Se han hecho estudios [77] de los cambios de las secciones eficaces en dos grupos y de otros parámetros utilizando el código de celda CASMO-HEX para un amplio rango de las variables de realimentación. La técnica utilizada es obtener las funciones polinómicas de realimentación mediante técnicas de mínimos cuadrados, empleando modelos de hasta segundo orden.

En este tipo de análisis dinámico aparecen unos requerimientos diferentes para la generación de librerías de datos en dos grupos, comparados con los cálculos estáticos en condiciones de referencia. Durante un transitorio o un accidente, la variación de las variables de estado son mayores que en condiciones de operación nominal. Por lo tanto la disminución de la presión en el primario podría provocar puntos calientes de generación de vapor, en donde los datos o variables de interpolación calculados en condiciones nominales se deben extrapolar. En general, la extrapolación de este tipo de variables puede provocar ciertos resultados imprecisos desde el punto de vista neutrónico.

Además, se necesitan ciertos parámetros de cinética para el cálculo dinámico, mientras que los datos cinéticos calculados en condiciones estáticas son válidos con ciertas restricciones.

El modelo formulado toma distintas variables. Por tratarse de un modelo de reactor VVER-440, en donde se distinguen los canales de refrigerante dentro y fuera del combustible, se consideran las variables dadas en la tabla 5.6:

En esta notación, la densidad del refrigerante se refiere al caudal de refrigerante que se mueve dentro de los canales de combustible, y la densidad del moderador se aplica a la cantidad de refrigerante por fuera de los canales.



$\rho_c$	Densidad del refrigerante	$\rho_m$	Densidad del moderador
$T_c$	Temperatura del refrigerante	$T_m$	Temperatura del moderador
$\rho_{Bc}$	Densidad del boro del refrigerante	$\rho_{Bm}$	Densidad del boro del moderador
$T_f$	Temperatura del combustible		

Tabla 5.6: Variables reactor VVER.

El polinomio de interpolación es de segundo orden, sin realimentaciones cruzadas de variables físicas.

$$\Sigma = \Sigma_{nom} + c_1 \cdot \Delta\rho_c + c_2 \cdot \Delta\rho_c^2 + c_3 \cdot \Delta T_c + c_4 \cdot (\Delta\sqrt{T_f}) + c_5 \cdot (\Delta\sqrt{T_f})^2 + c_6 \cdot \Delta\rho_{Bc} + c_7 \cdot \Delta\rho_{Bc}^2 + c_8 \cdot \rho_{Bc} \cdot \Delta\rho_c \quad (5.10)$$

El rango de parametrización se escoge lo suficientemente grande, en torno al punto nominal de referencia, como para cubrir todo el rango de aplicación en condiciones transitorias, calculando 260 casos en cada punto de quemado nominal, con el código de celda CASMO-HEX. Se utiliza en función del rango de aplicación, diferenciándose dos tipos de transitorios básicos: transitorios de enfriamiento y de calentamiento del refrigerante.

## 5.4 Teoría de correlaciones estadísticas aplicadas.

La idea fundamental en todos los códigos de núcleo, es utilizar una parte del código que realice todo el trabajo de parametrización de las secciones eficaces como un bloque separado. Externamente se realiza un conjunto de tareas de análisis estadístico para evaluar y optimar la generación de las tablas de secciones eficaces. Así por ejemplo el código CRAB [29] posee un módulo de análisis estadístico llamado CRASS, el cual básicamente suministra la siguiente información estadística:

- Se define el conjunto total de celdas presentes, con el fin de obtener la correlación para cada una de ellas.
- Se generan todo un conjunto de casos, buscando el número de procesos óptimos por un diseño de tipo factorial Box-Behnken.
- Se realiza un análisis de correlación, para determinar la dependencia relativa de cada sección eficaz en dos grupos de energía, con las variables definidas como variables de estado.
- Se utilizan transformaciones matemáticas, con cambios de variable que mejoren la correlación utilizada. El análisis de regresión emplea mínimos cuadrados.

- Se permite hacer una representación gráfica de resultados, fundamental para evaluar la parametrización utilizada.
- Determinación de errores cuando se aplican las correlaciones en los modelos de difusión utilizados en el análisis de elemento o núcleo entero de los reactores.

Las secciones eficaces macroscópicas en cada punto de malla y a cada paso de tiempo requieren de una interpolación multidimensional de las tablas generadas. Las tablas están ordenadas en función del quemado, o bien, utilizando correlaciones funcionales de las secciones eficaces generadas mediante el tratamiento de estas tablas. [24]

Se utilizan generalmente modelos de mínimos cuadrados [77], ya que presentan ciertas ventajas. En primer lugar, el carácter general respecto al número de variables de realimentación y de funciones de forma, y en segundo lugar la libertad de escoger el número de casos necesarios para obtener los coeficientes.

El modelo trata de minimizar las diferencias cuadráticas con un polinomio propuesto de interpolación:

$$\Sigma(\rho_c, T_c, T_f, \rho_{Bc}) = \min \sum_{i \in N} (\Sigma_i - f(\rho_{c,i}, T_{c,i}, T_{f,i}, \rho_{Bc,i}))^2 \quad (5.11)$$

Ciertos efectos de realimentación no son separables. Determinados cambios en ciertas variables físicas, influyen más o menos en el espectro neutrónico y por lo tanto otras variables de realimentación deberían ser tenidas en cuenta en estas condiciones. Por ejemplo, el coeficiente de temperatura del combustible depende de la densidad del refrigerante.

Por último se señala un cierto compromiso entre la exactitud de resultados y el rango de aplicación que se pretenda cubrir. Donde se anotan unas desviaciones por debajo de las 100 pcm. en prácticamente todos los casos.

# Parte III

## Desarrollo



## Capítulo 6

# Desarrollos en la modelización de núcleos PWR.

Se ha desarrollado una nueva y más extensa parametrización de secciones eficaces en dos grupos energéticos y de los factores de discontinuidad por grupo, para cada tipo de celda en el elemento combustible. Con una validación de un nuevo índice de historia espectral y un factor de vecindad de nueva concepción, para tener en cuenta los efectos espectrales debidos a las diferentes condiciones de vecindad en las que se encuentra embebida cada tipo de celda.

El análisis de elemento combustible de tipo PWR y de celdas (*pin cells*) en una configuración de red regular e infinita, se realiza con dos modelos diferentes: un modelo cilindrizado de elemento combustible calculado mediante teoría de transporte  $S_6$  y un modelo de elemento combustible con geometría explícita de las celdas en dos dimensiones que utiliza probabilidades de colisión, con 24 grupos de energía.

Mediante estos modelos de elemento, se han generado unos conjuntos de librerías para los distintos tipos de celdas: tubo guía, combustible, wabas, gadolinios, barras de acero, reflector. Estas librerías contienen las correlaciones paramétricas en función de variables locales de operación y de variables históricas para las secciones eficaces en dos grupos de energía, parámetros neutrónicos y factores de discontinuidad.

Las parametrizaciones obtenidas se han introducido en el modelo de cálculo 2D del núcleo por difusión en malla fina (COBAYA), utilizando coeficientes de corrección por transporte en el cálculo de celda. Este código utiliza un método de cálculo local-global de rápida convergencia, suministrando las secciones eficaces promediadas por nodo y los factores de discontinuidad nodal necesarios para el cálculo en 3D (código SIMULA).

## 6.1 Modelos de cálculo empleados.

Los tres niveles característicos del cálculo de reactores:

### 6.1.1 Código de celda : WIMS/D - MARIA.

- Modelos:
  - Utiliza un modelo cilíndrico de elemento combustible, calculado mediante teoría de transporte  $S_6$  en 24 grupos de energía.
  - Se ha mejorado el modelo de elemento con geometría explícita de las celdas en dos dimensiones, con un tratamiento de probabilidades de colisión, también en 24 grupos de energía.
- Las librerías, por tipo de celda, generadas con estos modelos:
  - Celdas de combustible, dependiente del tipo de enriquecimiento.
  - Tubos guía y tubos de instrumentación.
  - Celdas de control ( $B_4C$  y  $Ag-In-Cd$ ).
  - Gadolinio, dependiente de su enriquecimiento.
  - Barritas de acero.
  - Reflector.
- Para cada tipo de celda se obtienen:
  - Secciones eficaces en dos grupos : macroscópicas y microscópicas para  $B^{10}$ ,  $Xe^{135}$ ,  $Sm^{149}$ .
  - Parámetros neutrónicos: fracciones de fisión y velocidades neutrónicas por grupo.
  - $k_\infty$  y  $M^2$  en un grupo para el *cluster* en su conjunto.

### 6.1.2 Código 2-D : COBAYA.

- Modelo:
  - Utiliza la librería en dos grupos para cada tipo de celda del cálculo anterior.
  - 2D del núcleo u octante por difusión en malla fina, utilizando coeficientes de corrección por transporte de celda.

- Se obtienen:
  - Secciones eficaces promediadas en cada nodo y los factores de discontinuidad nodales en geometría bidimensional.

### 6.1.3 Código 3-D : SIMTRAN.

- Modelo:
  - Nodal en 3D. necesita las constantes nodales, parametrizadas en el amplio rango de condiciones locales del núcleo a lo largo del ciclo.
  - Con los factores de discontinuidad propios, se incluyen todos los efectos de heterogeneidad intranodal y las variaciones espectrales y espaciales del flujo.
  - Acoplamiento termohidráulico con el código COBRA.
- Se obtienen:
  - Efectos de vecindad, las repuestas en los detectores y la reconstrucción de las potencias por barra.
- El código SIMTRAN se utiliza para análisis de diseño, recargas, vigilancia en línea, predicción de maniobras y análisis de transitorios.

## 6.2 Mejoras introducidas en el modelo PIJ de WIMS.

El código WIMS, de análisis de elemento de combustible, tiene la opción de cálculo mediante probabilidades de colisión. El modelo en geometría explícita y detallada del elemento es tratado con un método integral de cálculo, utilizando también 24 o 69 grupos de energía. Con la introducción de la geometría de frontera cuadrada y la reflexión especular se trataba de tener en cuenta los fenómenos de espectrales del flujo en mejor medida. Considerando, que es de especial importancia, definir cada celda con su moderador asociado, a la hora de tener bien tratados los fenómenos de autoblandaje.

En casos donde el gradiente del flujo es muy fuerte y el cambio de espectro varía fuertemente (celdas próximas a venenos consumibles, control, ...) es de especial interés tratar el problema de la forma más detallada posible.

Así, utilizando un modelo de probabilidades de colisión basado en el código WIMS, se ha considerado que era preciso introducir ciertas modificaciones, con el fin de mejorar el cálculo final del elemento.

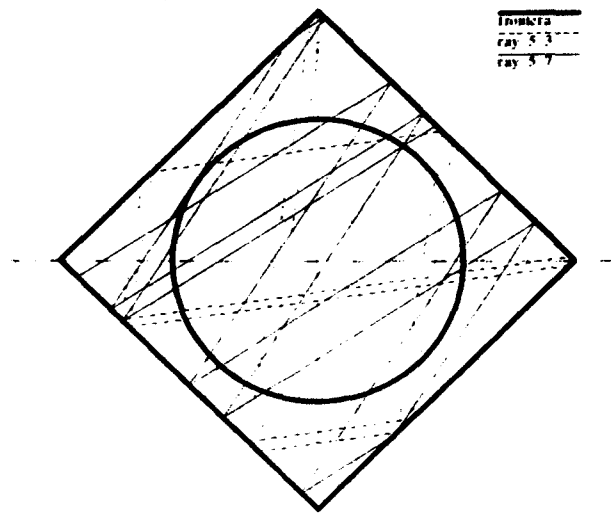


Figura 6.1: Trayectorias de PIJ en una celda cuadrada con combustible.

### 6.2.1 Nuevo tratamiento de la geometría.

El modelo previo de WIMS, para análisis de elementos combustibles, permitía la utilización de frontera externa cuadrada. Sin embargo, el volumen de moderador asociado a cada celda de combustible es representado mediante una región anular que rodea al combustible y vaina.

La mejora ha consistido en asociar la parte correspondiente de moderador a cada celda de combustible. Para conseguir este objetivo se ha tomado una geometría explícita de cada celda y se ha incorporado un tratamiento detallado de cada barrita de combustible, con su parte correspondiente de moderador asociado. Lo cual supone una mejora en cuanto al tratamiento del método de probabilidades de colisión.

### 6.2.2 Renormalización del *tracking*.

Con el fin de comprobar el barrido total de la superficie del elemento, se utilizan tres parámetros fundamentales:

1. División de la diagonal del elemento en un número de líneas.
2. Subdivisión angular, es un barrido angular de cada una de las trayectorias anteriores.
3. Número de reflexiones que se pueden dar en la periferia del elemento.



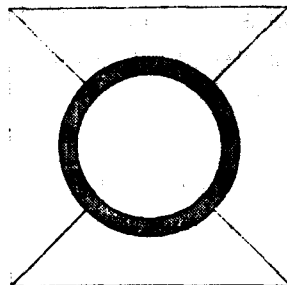


Figura 6.2: División anular y en sectores de un pin cell.

Se ha analizado en detalle la importancia de estos parámetros, y los valores mínimos para obtener una solución que converge al valor exacto.

Para cada una de las regiones en las que se divide la geometría real del elemento, se obtiene el volumen exacto y se compara con el volumen obtenido por el método de *tracking*. Se obtienen unos factores que se utilizan para renormalizar los *trackings* de forma que definan el volumen real de cada región.

En cada región se utilizan unos valores de secciones eficaces calculados, tomando para el combustible un valor de  $25.0 \text{ cm}^{-1}$ . Se obtienen el valor del *tracking* más corto que es reflejado, en recorridos libres medios.

### 6.2.3 División en sectores

El modelo de PIJ permite hacer subdivisión anular y en sectores.

1. La subdivisión anular se realiza principalmente por el número de materiales diferentes que aparecen anularmente. Un caso especial es el tratamiento del gadolinio, en donde se hace una subdivisión anular del material central de gadolinio en anillos concéntricos del mismo volumen.
2. La subdivisión en sectores permite diferenciar cada región anular en un número de sectores diferente. Se ha comprobado cómo únicamente la subdivisión del moderador en sectores tiene importancia. La subdivisión en sectores angulares en el combustible tiene efectos despreciables, y mucho más si se refiere a la vaina.

### 6.2.4 Formulación de PIJ Dancoff.

La opción de PIJ Dancoff permitía definir el grupo de resonancia para el que se realiza el cálculo de la matriz de probabilidades  $P_{ij}$ , junto a los volúmenes de cada zona y las secciones eficaces correspondientes, tratando diferenciadamente las regiones de combustible y vaina.

Se obtiene una primera aproximación del Dancoff para el grupo de resonancias escogido, y sin corrección por el efecto de la vaina. Posteriormente se hace la corrección por vaina comparando su efecto. Se obtienen dos tipos de Dancoff. Dancoff interno y Dancoff medio.

Estos valores de Dancoff medio e interno se llevan a todos los grupos de resonancia escogidos por WIMS (1 a 13). Obteniendo finalmente el valor de Dancoff por tipo de material de combustible. A cada barra de combustible se le asigna un peso promedio, interno y externo, respecto al valor de Dancoff asignado, tomando para el resto de grupos de resonancia la misma relación que para el grupo elegido.

El tratamiento para una red regular de celdas de combustible con la opción de PIJ Dancoff difiere respecto al cálculo de la subrutina Dasqhe debido principalmente al diferente tratamiento que se hace de la vaina.

### **6.2.5 Formulación de factores de discontinuidad por barra.**

Con los datos obtenidos por PIJ, flujos y secciones eficaces, para cada celda homogeneizada (combustible, vaina y moderador) se calculan mediante dos procedimientos diferentes los factores de discontinuidad locales para cada tipo de barra. Se ha realizado la formulación mediante dos métodos diferentes: Newton-Raphson y Gauss-Newton.

Estos factores de discontinuidad van a permitir estudiar, de manera precisa, el tratamiento detallado local del flujo en cada barra de combustible. Obteniendo los factores de discontinuidad que utilizados en el modelo de difusión van a permitir reproducir los flujos obtenidos por transporte.

### **6.2.6 Aplicación a sistemas complejos.**

La aplicación de probabilidades de colisión se ha realizado a varios niveles, aumentando la dimensión espacial del problema:

1. Se han realizado cálculos comparativos de celda de combustible, comparando resultados con diferentes modelos de cálculo.
2. Los cálculos de minielementos de combustible, realizados para obtener los efectos de vecindad en las secciones eficaces, han sido tratados mediante métodos de transporte y de probabilidades de colisión.
3. Se ha pasado al nivel de elemento, definiendo con facilidad los típicos elementos de combustible de un reactor PWR, con un nivel de detalle más

o menos refinado. con el objetivo de analizar los efectos espectrales más importantes que se obtienen en cada tipo de celda del elemento.

- (a) Análisis de la importancia de la subdivisión del moderador en sectores. Sobre todo en aquellas celdas con un fuerte gradiente de flujo.
- (b) El tratamiento del agua extra para las celdas en la periferia del elemento.

4. Se ha ampliado el rango de aplicación al incluir dos problemas complejos:

- (a) Tratamiento de *color-sets* mediante probabilidades de colisión. para analizar los efectos espectrales de las barras de combustible entre elementos muy diferentes.
- (b) Estudio del efecto de reflector. realizando un análisis detallado de un elemento aislado rodeado por reflector. Este problema es muy interesante en cuanto que los efectos espectrales y de vecindad son muy fuertes en todo el elemento. De forma que constituye un test muy interesante desde el punto de vista del análisis neutrónico.

### 6.2.7 Procedimientos desarrollados para utilizar PIJ.

La complejidad de la entrada de datos para manejar el código PIJ de WIMS. ha requerido la programación de un programa de proceso de entrada de datos y un programa de postproceso de los cálculos obtenidos mediante PIJ.

#### Entrada de datos

El procedimiento **PREPIJ** genera los datos de entrada necesarios para el código PIJ. En el procedimiento los datos se dividen en tres apartados fundamentales:

- Datos geométricos.

<i>ni</i>	= número celdas del conjunto
<i>map (i,j)</i>	= mapa de tipos de barras
<i>kr (m)</i>	= tipos de robsub para m tipos diferentes de barras
<i>nrs (k)</i>	= número de regiones anulares en el robsub tipo k
<i>nse (k)</i>	= número de sectores angulares en el moderador
<i>rrs (k)</i>	= radios por robsub
<i>mat (j,k)</i>	= material por región-robsub
<i>pitch</i>	= paso entre barras
<i>strap</i>	= ancho del <i>strap</i> entre elementos

- Datos de composición de materiales.

t (m)	= temperatura °K material m
ksp (m)	= tipo de espectro material m
fn (i. m)	= identificación en librería WIMS del isótopo i
fd (i. m)	= densidad (at/b-cm) del isótopo i en material m

- Características del cálculo de probabilidades de colisión.

lines	= subdivisión en líneas
nang	= ángulos
nflect	= reflexiones en la frontera
icell(i)	= partición de clases de celdas
b2axi, b2rad	= laplacianos axial y radial
power. nque	= potencia específica (KW/kg) y pasos de quemado
dq	= pasos de quemado (días)

Con estos valores el código genera la entrada de datos para el código de probabilidades de colisión. Se definen las variables de coordenadas de las barras, y en función de la subdivisión en sectores del moderador, el valor de los ángulos definidos por WIMS.

Para los casos de tratamiento de las celdas en la interfase entre elementos, el código calcula los valores de las nuevas densidades del moderador en el sector del moderador junto a estas celdas, identificando el tipo de material y la nueva densidad del sector.

### Tratamiento de los resultados de la salida de PIJ.

El procedimiento **POSPIJ** utiliza los datos de la salida del código y realiza un listado de resultados más práctico. Los datos que se utilizan son las secciones eficaces macroscópicas y microscópicas, flujos y concentraciones isotópicas en cada una de las zonas o celdas definidas en la entrada.

Con estos datos se obtienen para cada barra del elemento los siguientes parámetros:

- Factores Dancoff por tipo de celda. Calculados mediante la opción de PIJ Dancoff.
- Distribuciones de potencia local por barra de combustible. Calculando la desviación porcentual respecto al valor medio del elemento.
- Diferencias de reactividad local en las barras de combustible. Permite conocer la distribución de reactividad en el elemento.

- Valores de factores de discontinuidad por tipo de barra. Son formulados y calculados mediante las técnicas de Newton-Raphson (sistemas lineales) y de Gauss-Newton (sistema no lineal). Este último resuelve un sistema no lineal de ecuaciones, donde los factores de discontinuidad por tipo de celda son las incógnitas. Se permite el agrupamiento de tipos de factores de discontinuidad para determinados conjunto de celdas.

## 6.3 Metodología desarrollada e implantación computacional.

El procedimiento realizado, desde la generación de los datos, obtención de correlaciones e implantación de los nuevos conceptos en el código de difusión en 2D, ha sido realizado en tres apartados diferentes. La generación de datos se hace en el código GEN-PREWIM, la obtención de correlaciones por tipo de celda se realiza en el código GEN-LIBRERIA y por último la implantación de estas correlaciones junto a nuevos desarrollos originales, se han integrado en el código COBAYA, llamándose en esta nueva versión código **COBANO**.

### 6.3.1 Código GEN-PREWIM.

Es la parte del sistema encargada de generar las librerías por tipo de celda. El proceso se ha simplificado al máximo, el usuario sólo tiene que actualizar el fichero DATOS en el cual se identifican los parámetros básicos del tipo de celda. El código genera los casos necesarios y los procedimientos para ser ejecutados.

#### Datos de entrada.

- Tipo de celda a generar.

Se han clasificado un conjunto de celdas para los diferentes tipos que se encuentran en el reactor. Por lo tanto, cuando se encuentren diferencias desde el punto de vista de geometría o composición inicial será preciso distinguir un nuevo tipo.

La clasificación se divide en dos grupos de variables en función del quemado. Así se tienen celdas dependientes del quemado: combustible, wabas, gadolinio. Y celdas que no dependen del quemado: tubo guía, tubo de instrumentación, barras de acero, control, reflector de acero y de agua. De esta manera, se tiene una clasificación simplificada de tipos, tomando como ejemplo la siguiente tabla:

combustible (w/o)
gadolinio (w/o Gd y w/o fuel)
waba
tubo guía
control (B4C o AgInCd)
tubo de instrumentación
barrita de acero
reflector acero
reflector agua

- Intervalos y pasos de quemado.

La división en pasos de quemado es importante debido a que los coeficientes de la correlación calculados dependerán del quemado. En los primeros valores de quemado, se deberán tomar intervalos pequeños que se irán espaciando cada vez más. El objetivo es conseguir quemados (en las celdas quemables) que sean superiores a los que se pueden alcanzar localmente en el reactor. Por lo tanto las variables que influyen en este apartado son:

Pasos de quemado
Subdivisión de pasos

- Valores de referencia de las variables locales.

Se toman como datos de referencia de estas variables unos valores que se consideran promedios de operación. El usuario puede modificar estos valores en función de las condiciones de operación. Es decir, se considera que el punto de referencia es un punto a partir del cual se va a realizar el quemado de operación nominal. Las variables locales que influyen en este apartado son:

Temperatura efectiva del combustible
Temperatura del moderador
Densidad del refrigerante
Concentración de boro

- Por supuesto, se toman para el análisis de referencia las condiciones de xenon de equilibrio en condiciones nominales.
- Perturbaciones de las variables locales.

Se define el rango de operación máximo en el que se realiza la correlación. Los valores deben estar dentro de las posibles variaciones locales que se puedan dar en el reactor. Se incluyen los puntos máximos y mínimos previsibles de operación para que la correlación cubra el rango más amplio posible.

Temperatura efectiva del combustible
Temperatura del moderador
Densidad del refrigerante
Concentración de boro
Concentración de xenon de equilibrio

Todas las consideraciones que se realizan a partir de ahora tienen en cuenta que las condiciones locales estarán dentro de los márgenes tanto de operación en condiciones nominales, como en condiciones transitorias (debidas a maniobras operacionales). En el caso que se deseen considerar transitorios más fuertes la correlación multilínea planteada ya no sería válida y habría que ir a correlaciones de mayor orden.

- Otros valores.

Es necesario introducir los valores de enriquecimiento del tipo de combustible, junto a ciertos valores necesarios para la renormalización del quemado. Para las celdas de gadolinio será preciso dar como dato no sólo el enriquecimiento en gadolinio, sino también el enriquecimiento en uranio de la celda que tiene gadolinio.

Valores de densidad de potencia (MW/tU)
Densidad relativa del combustible
Masa inicial de uranio (XOADNG)
Enriquecimiento en $U^{235}$ para celdas combustibles
Celdas de gadolinio: Enriquecimiento en Gd y en $U^{235}$

### Ejecución del código GEN-PREWIM.

- Lectura de datos.

Se toma como fichero de entrada (DATOS) el dado por el usuario, en donde se indican las características básicas del caso para la celda tipo que se pretende analizar.

- Clasifica internamente el tipo de celda.

De esta forma se identifica si es necesario realizar cálculos de quemado, tipos de casos de vecindad, necesidad de considerar el Dancoff.... Esta clasificación es muy importante a la hora de obtener los diferentes casos de WIMS necesarios para tener en cuenta las desviaciones respecto a lo que se ha considerado celda de referencia.

- Genera los casos de PREWIM DE REFERENCIA de los diferentes tipos. Se necesitan las características geométricas y de composición isotópica. El

código generará los diferentes casos para el estudio y separación de los diferentes efectos que se pretenden analizar.

- Casos de referencia. La celda de referencia variará dependiendo del tipo. Se considera celda de referencia de combustible a la celda en red regular, llamada *pin-cell*. Para otro tipo de celdas se considera como celda de referencia la celda central de un caso de un minielemento de geometría 5x5 (ejemplo waba, tubo guía. ...) rodeada por 24 celdas de combustible.
  - Casos de Dancoff para celdas de combustible.
  - Casos de fugas. Se cambia la opción de búsqueda de *buckling* del modo fundamental por el de fugas nulas.
  - Casos de vecindad. Disposición y composición de los minielementos para el estudio del efecto de vecindad.
- Escribe los casos de WIMS. El código WIMS-MARIA utilizará como modelo de tratamiento transporte  $S_6$  con geometría de tipo *cluster*.
    - Casos de referencia. Se utilizan las variables locales dadas en el fichero de DATOS y se considera el quemado dado por el usuario con los pasos e intervalos correspondientes.
    - Casos de *branch*. Se consideran las variaciones respecto a las condiciones locales de referencia dadas en el fichero de datos. Se pueden variar el número de casos de cada perturbación y los valores que toman.
    - Casos *off-nominal*. Tomando como datos las variables de perturbaciones locales se realiza el quemado de la celda con estas condiciones locales.
    - Casos de vecindad. En función del tipo de celda se identifican los diferentes casos de vecindad analizados, generando los denominados minielementos con geometría *cluster* de WIMS. Estos minielementos tienen una disposición anular, se cambia la celda central y se compara el efecto respecto de una celda en condiciones de red regular.

En la tabla siguiente se ponen como ejemplo tres tipos de celdas y los correspondientes casos de vecindad considerados.

Combustible	Tubo Guía	Wabas
Tubo Guía	Quemado	Variación de w/o
Wabas	Variación de w/o	Geometría 3x3 o 5x5
Control	Geometría 3x3 o 5x5	
Variación de w/o		
Gadolinio		
Geometría 3x3 o 5x5		



- Casos de Dancoff. Sólo para los casos de celdas de combustible se analiza el efecto del cambio del factor Dancoff respecto a la celda en red regular.
- Casos de fugas. Se analiza el efecto del cambio del *buckling* del modo fundamental en las secciones eficaces. Este efecto se extrae de las consideraciones de los minielementos de los casos de vecindad.
- Genera los procedimientos externos de ejecución. El proceso de automatización es fundamental cuando se quiere desarrollar un procedimiento válido para cualquier tipo de caso y condición.
  - Ejecutable de los casos de MARIA: PRE\_LIB. Se automatiza la ejecución de todos los casos de WIMS-MARIA para todos los tipos de celdas.
  - Procedimiento de actualización de quemados: PRE\_REFE\_VEC. Para analizar los casos de vecindad, se comparan el cambio de dos celdas idénticas al encontrarse embebidas en condiciones diferentes. Por lo tanto, las celdas que se comparan deben poseer la misma isotopía y el efecto del cambio de sus propiedades viene afectado por el efecto puramente de la vecindad espectral.
  - Procedimiento para la ejecución de los Dancoff en el combustible: PRE-DANCOFF. Se ha incorporado como cálculo del Dancoff los valores que toman las celdas de combustible en red regular, con paso  $\sqrt{2}$ , en condiciones de esquina o borde del elemento. Considerando los diferentes valores que pueden tomar para los casos de referencia y *branch*, con el fin de parametrizar el factor Dancoff respecto a estas variables.

#### Datos de salida.

- Casos de PREWIM DE REFERENCIA necesarios por tipo de celda.
- Casos de MARIA necesarios.
- Procedimientos de ejecución. De esta manera se permite la automatización de la generación de las librerías por tipo de celda.

#### 6.3.2 Código GEN-LIBRERIA.

Es la parte del sistema encargada de realizar la lectura de los diferentes resultados de los casos del código MARIA y obtener el conjunto de correlaciones que será utilizado posteriormente en el código COBAYA. Se debe mantener la misma estructura de casos del código GEN-PREWIM y determinar la lectura de secciones eficaces que se deseen correlacionar.

**Datos de entrada.**

- Utiliza el mismo fichero de datos de entrada para GEN\_PREWIM.

Se identifica el tipo de celda y las principales variables locales utilizadas en la correlación. En función del tipo de celda se identifica si es necesario realizar ciertas operaciones. fundamentalmente si es necesario hacer lectura de quemado. si hay casos de Dancoff....

- Lectura de las TAPES de secciones eficaces (TAPE14 y TAPE17 de WIMS).

Se leen el siguiente conjunto de casos: (se identifica la lectura de la región equivalente. almacenando la información por tipo)

- Casos de referencia.
- Casos de *branch*.
- Casos de *off-nominal*.
- Casos de fugas.
- Casos de Dancoff.
- Casos de vecindad.

Para todos los casos previos se obtiene un conjunto de unidades escritas por el programa MARIA que se utilizan como entrada de información de los casos considerados. Estos archivos generan salidas llamadas TAPES. tomando las unidades TAPE14 y TAPE17 como unidades principales de lectura para los procesos siguientes.

Los valores de la TAPE14 suministran información de secciones eficaces macroscópicas y microscópicas. flujos integrados en volumen. volúmenes y concentraciones isotópicas. Como resumen se puede poner la siguiente estructura de información:

Quemado	Zona	$\Phi_1$	$\Phi_2$	
$\Sigma_{a1}$	$\Sigma_{f1}$	$\Sigma_{tr1}$	$\nu_1$	
$\Sigma_{a2}$	$\Sigma_{f2}$	$\Sigma_{tr2}$	$\nu_2$	
$\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}$				
Quemado	Zona	Boro/cm <sup>3</sup>	Volumen	
$\sigma_{a1}$	$\sigma_{tr1}$	$\sigma_{a2}$	$\sigma_{tr2}$	
Quemado	Zona	Samario/cm <sup>3</sup>	Volumen	
$\sigma_{a1}$	$\sigma_{tr1}$	$\sigma_{a2}$	$\sigma_{tr2}$	
Quemado	Zona	Xenon/cm <sup>3</sup>	Volumen	
$\sigma_{a1}$	$\sigma_{tr1}$	$\sigma_{a2}$	$\sigma_{tr2}$	
Quemado	Zona	Agua/cm <sup>3</sup>	Volumen	
$\sigma_{a1}$	$\sigma_{tr1}$	$\sigma_{a2}$	$\sigma_{tr2}$	$\sigma_{s,1 \rightarrow 2}$

- La salida de la TAPE17 da información de otro tipo de parámetros medios de la celda que también son aprovechados para la parametrización. Estos valores se utilizan para el cálculo del elemento o del conjunto de regiones que pueden formar el minielemento.

$k_{\infty}$	$M^2$	l (vida media)	$1/v_1$	$1/v_2$		
$Q$	$\beta_{ef}$	$E_f(\text{Mev/fis})$	$E_n(\text{Mev/n})$	$\gamma_{Xe}, \gamma_{Xe}$	$\sigma_a^{Xe} \cdot \phi$	$Y_{dif}$

- De especial interés, es la distribución de la importancia de las fisiones en el combustible, a la hora de determinar los rendimientos de fisión y la energía liberada por fisión en el combustible.

Fracción de fisiones medias:	$U^5, U^6, U^8, P^9, P^0, P^1$
Fracción de fisiones medias por región:	$U^5, P^9$ y $P^1$

### Cálculo de variables internas.

Internamente es necesario calcular un conjunto de variables aprovechando la información obtenida de las TAPES anteriormente comentadas. Según la utilización de las variables calculadas se pueden distinguir:

- Variables utilizadas en la correlación.

El estudio del efecto de la vecindad necesita un conjunto de variables que permitan su parametrización de manera aproximada y fácilmente reproducibles en el código de difusión COBAYA. En función de los trabajos desarrollados se estimó como variables de interés el valor de los buckling locales por grupo de energía (térmico y rápido) y el buckling que representa el comportamiento global del minielemento tratado.

Valores de los buckling locales (grupo térmico y rápido)
Valores de los buckling del modo fundamental

- Variables utilizadas como factores a parametrizar.

Además de los factores anteriores, también es necesario calcular otro conjunto de variables importantes por tipo de celda que se incorporarán al modelo de difusión en 2D. Estos parámetros por tipo de celda incluyen por una parte el factor de discontinuidad, que será explicado en el capítulo 10, y por otra parte el factor de historia espectral, calculado por tipo de celda, y que permitirá evaluar el comportamiento de las celdas que sufren quemado en función de las diversas historias de quemado (ver capítulo 8).

Factores de discontinuidad por barrita
Cálculo de la historia espectral por tipo de celda

### Correlaciones calculadas.

Las correlaciones calculadas deben incluir el conjunto de todas las variables que provocan un cambio en las secciones eficaces. Se trata de aislar el efecto que influye en el cambio de las secciones eficaces, *"evitando contarlo dos veces"*.

Hay casos de ciertas variables en donde aislar tales efectos es posible, sobretodo cuando se estiman variaciones de parámetros locales\instantáneos. Sin embargo, el concepto de vecindad es imposible de diferenciar entre la componente local y la componente global, tomando una parametrización conjunta de los dos efectos.

Según el análisis presentado en el capítulo 7, la clasificación de las correlaciones se ha definido según el esquema siguiente:

- Correlaciones de las secciones eficaces en función de las variables locales.

Se utiliza un modelo de interpolación mediante mínimos cuadrados. Las variables son:

Temperatura efectiva del combustible ( $T_{eff}$ )
Temperatura del moderador ( $T_{mod}$ )
Densidad del refrigerante ( $Dens$ )
Concentración de boro ( $C_{boro}$ )
Absorción macroscópica de xenon y samario ( $\sum_{ab2}^{Sm+Xe}$ )

Las cuatro variables primeras se corresponden con factores puramente locales, en donde intervienen términos termohidráulicos (temperaturas y densidades) obtenidos directamente de las distribuciones de potencia local, y términos de concentraciones de boro disuelto en el refrigerante.

Es de reseñar la separación entre temperatura del moderador y densidad del moderador. Son factores independientes desde el punto de vista neutrónico. La idea, al hacer esta separación, es ampliar el estudio a situaciones donde hay cambios fuertes de densidad (por presencia de vapor) con temperatura de moderador constante. O bien, analizar posibles efectos cuando se estudian fenómenos de despresurización transitoria.

Se ha incorporado como variable interna de cálculo la parametrización respecto a la absorción macroscópica global de Xenon y Samario, para tener en cuenta la diferentes cambios espectrales y sus efectos sobre las secciones eficaces que se producen al variar las concentraciones de estos isótopos. Este tratamiento es interesante cuando se quieren analizar en detalle el comportamiento del núcleo frente a transitorios operacionales.

- Corrección de la historia espectral (SH).

Como se verá en el apartado de historia espectral, la corrección de historia espectral tiene en cuenta el cambio de las secciones eficaces debido a la diferente evolución de la historia de quemado. El efecto es aplicable para todas las celdas que sufran quemado.

- Corrección del Dancoff (Dancoff).

Permite definir el cambio de las secciones eficaces del combustible cuando se varía el factor Dancoff, factor muy importante en los reactores de agua ligera y cuyo correcto tratamiento es necesario a la hora de obtener en detalle las distribuciones de potencia por barra de manera precisa. Por supuesto, este factor afectará fundamentalmente a la sección eficaz de absorción rápida del combustible.

- Corrección por vecindad y por fugas. ( $B_{local}$  y  $B_{global}$ )

La corrección distingue entre secciones térmicas y rápidas, a las que se les aplica un factor de buckling local por grupo de energía. Se incorpora, además, un factor de buckling global que indica la variación, desde un punto de vista más amplio, de la forma del flujo en el entorno de la celda.

La correlación se toma de forma conjunta por la imposibilidad de separar los dos efectos. Se comparan respecto a la celda de referencia los diferentes casos de vecindad en los que se encuentre embebida esta celda.

### Escritura de las librerías por tipo de celda con formato de lectura.

- Son las librerías que utilizará el código COBAYA para cada tipo de celda.

Las tablas recogen, para cada quemado, todos los coeficientes de las correlaciones de las secciones eficaces en función de las variables utilizadas. (ver tabla 6.1).

- En esta tabla 6.1 la información viene de la siguiente manera:

- En una primera línea se dan el número de casos de quemado de la librería y los datos de las variables de referencia: densidad del moderador, temperaturas....
- En el caso de las celdas de combustible se correlacionan los factores Dancoff (red regular, paso de  $\sqrt{2}$ , Dancoff en lado y esquina) en función de las variables locales.
- A continuación se da el valor del quemado y ciertas variables del caso de referencia, necesarias para realizar normalizaciones de las variables.
- A partir de aquí se disponen el conjunto total de variables de la librería. En la primera columna se da el valor de la sección eficaz o parámetro del caso base. El resto de columnas se refieren a las derivadas (correspondientes a la parametrización multilineal) de los parámetros señalados.

- Se repite estas tablas para todos los quemados de la librería.
- En las celdas sin fisiones (tubos guía. wabas. control. reflector....) habrá diferencias en la tabla de coeficientes:
  - No será necesario considerar quemado.
  - No se considera el Dancoff.
  - El factor de importancia de fisiones es nulo.
  - No hay derivada de historia espectral para celdas no quemables.
  - No hay derivada de  $T_{eff}$  para celdas que no sean combustibles.
  - No hay derivada de  $\Sigma_{ab2}^{Xe+Sm}$ .
- En el caso de celdas de combustible se toman los factores de discontinuidad igual a la unidad.

#### **Salida de errores calculados en las correlaciones de celda.**

- Da información aproximada de los factores de la regresión. indicando el grado de acuerdo de la parametrización. Junto a estos factores de corrección se calculan los errores. en valores de reactividad. de cada uno de los cálculos señalados que se obtienen al sustituir las variables reales en las correlaciones calculadas.

Este apartado es importante. por cuanto ha permitido definir las mejores correlaciones para cada una de las variables parametrizadas. identificando los cambios de variables. y comprobando que la aproximación de primer orden utilizada es lo suficientemente correcta.

La consecuencia de estos efectos cruzados se manifiesta cuando el rango de operación se aleja bastante de la zona de referencia. En torno a esta zona. la parametrización multilineal funciona adecuadamente.

#### **Salida gráfica de diferentes parámetros de interés.**

- Permite mediante una salida gráfica tener una visualización del comportamiento de las diferentes variables en función de ciertos parámetros que se consideren de interés.

A modo de resumen. se presenta un esquema simplificado de los códigos GEN-PREWIM y GEN-LIBRERIA. (ver figura 6.3) El objetivo final es obtener las librerías por tipo de celda incluida en el fichero DATOS. Este desarrollo de casos

Nº	$T_m^{ref}$	$\rho^{ref}$	$C_b^{ref}$	$T_{ef}^{ref}$					
$D_{reg}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$	$D_{\sqrt{2}}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$
$D_{bor}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$	$D_{esq}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$
Que	$\Sigma_{ab2}^{Xe+Sm}$	$SH_{ref}$	$B_m^2$	$B_{termico}^2$	$B_{rapido}^2$	$B_{glob}^2$	-	-	WF
$\Sigma_{a1}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$	$\partial\Sigma_{ab2}^{Xe+Sm}$	$\partial SH$	$\partial B_{loc}$	$\partial B_{glo}$	$\partial D$
$\Sigma_{f1}$	...	...	...	...	...	...	...	...	...
$\Sigma_{tr1}$	...				...				...
$\nu_1$	...				...				...
$\Sigma_{a2}$	...				...				...
...	...				...				...
$\nu_2$	...				...				...
$\Sigma_{s,1-2}$	...				...				...
$\sigma_{a1}^{Bo}$	...				...				...
$\sigma_{tr1}^{Bo}$	...				...				...
$\sigma_{a2}^{Bo}$	...				...				...
$\sigma_{tr1}^{Bo}$	...				...				...
$\sigma_{a1}^{Xe}$	...				...				...
...	...				...				...
$\sigma_{tr2}^{Xe}$	...				...				...
$\sigma_{a1}^{Sm}$	...				...				...
...	...				...				...
$\sigma_{tr2}^{Sm}$	...				...				...
$\sigma_{a1}^{H20}$	...				...				...
...	...				...				...
$\sigma_{s,1-2}^{H20}$	...				...				...
$fd_1$	...				...				...
$fd_2$	...				...				...
$\nu_1$	...				...				...
$\nu_2$	...				...				...
$fU^{235}$	...				...				...
$fPu^{239}$	...				...				...
$fPu^{241}$	...				...				...
$B_m^2$	...				...				...
$B_{term}^2$	...				...				...
$B_{rap}^2$	...				...				...
$B_{glo}^2$	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Que	$\Sigma_{ab2}^{Xe+Sm}$	$SH_{ref}$	$B_m^2$	$B_{termico}^2$	$B_{rapido}^2$	$B_{glob}^2$	-		
$\Sigma_{a1}$	$\partial\sqrt{T_m}$	$\partial\rho$	$\partial C_b$	$\partial\sqrt{T_{ef}}$	$\partial\Sigma_{ab2}^{Xe+Sm}$	$\partial SH$	$\partial B_{lo}$	$\partial B_{glo}$	$\partial D$
$\Sigma_{f1}$	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

Tabla 6.1: Formato de la librería de celda de combustible.

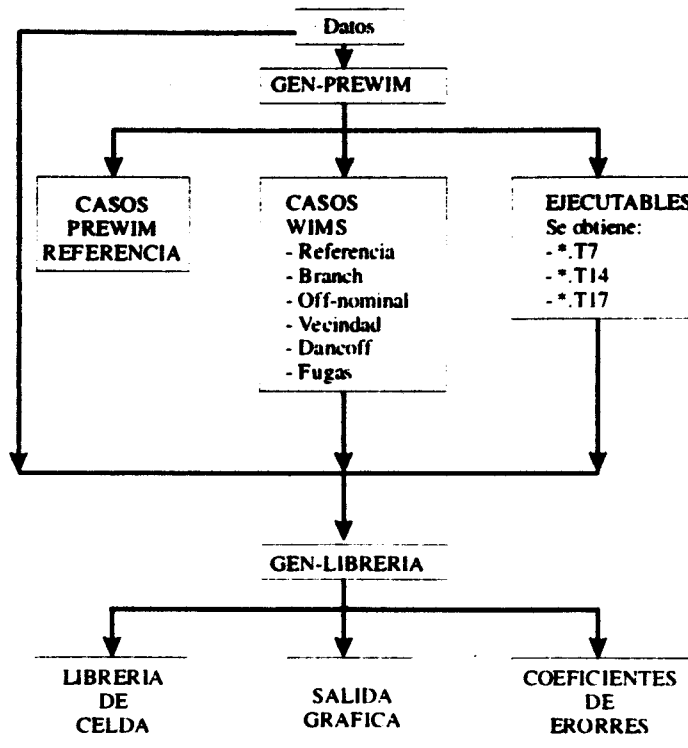


Figura 6.3: Esquema de los códigos GEN-PREWIM y GEN-LIBRERIA.

(necesarios para la generación de las librerías) ha sido el resultado de un estudio minucioso de la importancia de cada parámetro. Se ha centrado el desarrollo principal en los casos de los efectos de vecindad y de historia espectral, desarrollos originales de esta tesis. Su tratamiento como efectos independientes y su parametrización ha marcado una diferencia cualitativa en el entendimiento de los efectos de tipo espectral sobre las secciones eficaces.

### 6.3.3 Código COBAYA.

El código COBAYA [14] es un código de cálculo detallado (por barra de combustible) de planos medios del núcleo 2D y dos grupos de energía, mediante el método de difusión por diferencias finitas en malla fina, con técnicas avanzadas de solución (método original de subdivisión en subdominios).

Básicamente el núcleo del cálculo de COBAYA no ha cambiado, sigue manteniendo la estructura de subdivisión en subdominios alternados, caja y elemento, que permite una convergencia rápida del cálculo en 2D. Sin embargo, sí ha cambiado substancialmente la filosofía de trabajo en cuanto al tratamiento de las celdas y la forma de incorporar las secciones eficaces para cada tipo de celda.

Es interesante analizar comparativamente el modelo de cálculo del código CO-



### Datos de entrada.

### 1. Identificación del tipo de celda.

- Se puede poner como ejemplo, un elemento con 12 wabas y con un determinado enriquecimiento que vendría dado de la forma:

[illegible]

- Para el caso de Ascó II-ciclo 1 el número necesario de celdas es de siete, reduciendo drásticamente el número total, pero incorporando los efectos de cambio de tipo espectral internamente en las correlaciones de vecindad.

El mismo elemento anterior con 12 wabas sólo tiene cuatro tipos de celdas. Por supuesto, las celdas de combustible del mismo enriquecimiento de otros elementos, son del mismo tipo, en contraposición al



debidos a cambios en la densidad del moderador para cada tipo de celda. Se obtiene por otra parte las secciones eficaces de las celdas que se encuentran en la periferia del elemento (lado y esquina). Se hace un pesado en flujo y volumen para mantener las tasas de reacción, en función de la fracción de volumen correspondiente del espacio entre elementos que se le asigna a cada tipo de celda.

- iii. Por otra parte el código **MELON** suministra la información promedio del elemento al procesar principalmente los resultados extraídos de la TAPE17 de WIMS. Este código determina unos parámetros de ajuste para cada tipo de elemento del núcleo. Estos ajustes se incorporan a COBAYA en forma de correlaciones:

Relac. Potencia a Fuente	P/S	$=B_{24}+Q \cdot (B_{25} + Q \cdot B_{26})$
Rendim. de Xenon+Yodo	$Y_I+Y_{Xe}$	$=B_{64}+Q \cdot (B_{65} + Q \cdot B_{66})$

- (b) En la nueva formulación las librerías generadas para cada tipo de celda son leídas por el código COBAYA, identificando cada tipo de celda con su librería. Estas librerías incluyen el conjunto de todas las correlaciones de todos los parámetros definidos previamente. Se utiliza el quemado como variable de interpolación paramétrica. (*sub-rutina REDLIB de COBAYA*)

## 2. Lectura de información local por tipo de barra.

- (a) El código COBAYA necesita las distribuciones locales, para cada barra, del quemado y las concentraciones de samario. En función del quemado de cada barra se obtienen los valores de las secciones eficaces para cada tipo de celda, y los factores P/S y rendimientos conjuntos de Xe y Samario.

Las distribuciones de Samario (donde el Promecio ha decaído a Samario) permitirán actualizar las concentraciones de este isótopo en cada tipo de celda.

- (b) El nuevo tratamiento utiliza las distribuciones de quemado y samario anteriores, aunque ahora también se necesita la información de la historia espectral por cada tipo de barra. Mediante el quemado de celda se interpola en las tablas las correlaciones para todas las secciones eficaces.

La historia espectral local permitirá corregir las secciones eficaces en función de la historia de quemado de cada barra de tipo quemable (combustible, waba, gadolinio).

## 3. Detalle del proceso de cálculo.

- (a) El código COBAYA utiliza el proceso de cálculo local-global desarrollado en la referencia [4]. De manera resumida se podría plantear el proceso iterativo como sigue:
- i. Cálculo nodal-global del núcleo bidimensional, en malla espacial de nodos anchos, en la que las constantes de cada nodo homogéneo junto con los factores de corrección entre nodos provienen de un cálculo previo.
  - ii. Con la solución nodal se tienen los flujos medios por nodo y grupo, y a partir de ellos se pueden obtener los flujos y corrientes reales en las interfases entre nodos.
  - iii. Los flujos y corrientes en las interfases sirven como condiciones de contorno para el problema local extendido a cuatro nodos adyacentes.
    - A. Cálculo de Elemento: los cuatro nodos son del mismo elemento, imponiendo los  $\phi_s$  como condición de frontera en las interfases de los elementos combustibles.
    - B. Cálculo de Caja: los cuatro nodos son de elementos diferentes, se impone la relación  $J_s/\phi_s$  como condición de frontera en las líneas medias de los elementos.
  - iv. Con la solución detallada de los flujos en la malla fina-local se determinan nuevas constantes en las interfases, se promedian nuevas constantes por nodo y nuevos factores de corrección.  
Tras el paso 4 se vuelve al paso 1 hasta que la solución converge.
- (b) El nuevo tratamiento de **COBANO** introduce diferencias en el núcleo del modelo de cálculo local. Es decir, introduce modificaciones cuando se evalúan de forma detallada los flujos en la estructura de elementos y cajas.
- i. Con las **librerías por tipo de celda** y en función de las variables locales por tipo de barra, se obtienen como resultado de las correlaciones los siguientes valores (*INTXSB de COBAYA*):
    - Secciones eficaces
    - Factores de discontinuidad
    - Factor Dancoff por tipo de barra
    - Importancia de fisiones
    - ...
  - ii. Se calculan los **factores de vecindad** que modifican internamente el valor de las secciones eficaces (*INTXSB de COBAYA*). Estos factores de vecindad son función de las secciones eficaces y de los flujos en malla fina calculados en COBAYA. Mediante estos factores se trata de reproducir el cambio de las secciones eficaces debido a la forma del espectro neutrónico local en cada barra y por el efecto de la forma global del flujo.

Se tratará por lo tanto de un proceso iterativo, donde las secciones eficaces se van a ver afectadas por el valor de los buckling locales y globales, calculados a partir de las secciones eficaces y de los flujos por grupo de un paso previo de cálculo.

- iii. Se calculan localmente las **fracciones de fisión**, utilizadas para el cálculo de los rendimientos de fisión del Xenon y Samario, y el valor de la energía media de fisión para cada barra de combustible. (*INTXSB de COBAYA*)
- iv. Los **factores de discontinuidad** calculados para cada tipo de celda son introducidos en el cálculo local detallado en malla fina, obteniendo correcciones de transporte respecto a los valores del flujo calculados por difusión. (*SOLBOX de COBAYA*). Se ha introducido un nuevo **tratamiento de la zona del reflector** al introducir los factores de discontinuidad calculados para la zona núcleo-acero-reflector.
- v. **Tratamiento diferenciado de las celdas en la periferia entre elementos de combustible.** Se considera el efecto de aumento del volumen, de las barras en esta zona, como un efecto diluido en toda la celda. Se toman para ello las secciones eficaces microscópicas del moderador de la celda adyacente. Se debe diferenciar entre celdas en lado y celdas en esquina introduciendo un factor de corrección de volumen, de manera que se conserve la cuerda media de la zona ampliada y además conserve las tasas de reacción.
- vi. **Tratamiento detallado del Dancoff.** Se calcula este factor diferenciando a las celdas junto a vacantes en lado o en esquina, y las celdas en la periferia del elemento en borde o esquina del elemento. El factor Dancoff se calcula en función de las propiedades locales de cada celda. A su vez, este factor corrige las secciones eficaces locales de cada celda.  
Se ha introducido el efecto del cambio de Dancoff en las celdas que están en la periferia del núcleo debido a que la cantidad de agua que las rodean es mayor.
- vii. **Tratamiento de la historia espectral en las celdas de combustible.** Se generan al final del ciclo de quemado unos valores de historia espectral acumulada por tipo de barra. (*sub-rutina INTXSB de COBAYA*). Esta generación de valores acumulados de historia espectral, se suma a los valores de quemado y samario, que también se han acumulado de ciclo a ciclo y por tipo de barra.
- viii. **Modificación del modelo de convergencia interna del código COBAYA.** El análisis de núcleos pequeños y su extensión a estudiar elementos rodeados por una cantidad de reflector infinita, ha permitido detectar un problema en el modelo de convergencia de COBAYA.

Para el tratamiento de núcleos grandes la aproximación utilizada para calcular las relaciones de corriente a flujo en la interfase entre elementos es en primera aproximación válida. Sin embargo, se había detectado en un estudio detallado de los nodos de reflector que la extrapolación lineal de esta variable de contorno producía problemas de convergencia.

En núcleos pequeños, debido a que los gradientes de flujo son muy grandes, el tratamiento de los valores  $J_s/\phi_s$  en las interfases entre elementos poseen ciertas discontinuidades, claramente observadas. El problema se resolvió suavizando los valores obtenidos en estas interfases entre elementos y sobretodo en la zona externa de los nodos del reflector donde las variaciones son mucho más fuertes. (*sub-rutina INIINT de COBAYA*).

## Capítulo 7

# Parametrización en el espacio de las variables físicas.

El sistema SEANAP utiliza un modelo de cálculo de secciones eficaces macroscópicas en dos grupos de energía. Para cada tipo de celda se parametrizan:

- Las secciones eficaces macroscópicas de absorción, transporte, fisión, microfisión y dispersión.
- Las secciones microscópicas de absorción y transporte de los isótopos boro, xenon, samario y agua.
- Los factores de discontinuidad y las velocidades neutrónicas por grupo de energía, utilizadas en cinética.
- Los factores Dancoff y las fracciones de fisión de cada celda combustible.

Secciones Eficaces u otros parámetros	Grupo Rápido	Grupo Térmico
Macroscópicas	$\Sigma_{a1}, \Sigma_{tr1}, \Sigma_{f1}, \nu_1 \cdot \Sigma_{f1}, \Sigma_{s,1-2}$	$\Sigma_{a2}, \Sigma_{tr2}, \Sigma_{f2}, \nu_2 \cdot \Sigma_{f2}$
Microscópicas	$\sigma_{a1}, \sigma_{tr1}$ Boro, Xenon y Samario	$\sigma_{a2}, \sigma_{tr2}$ Boro, Xenon y Samario
Otros	$v_1, f_{d1}$	$v_2, f_{d2}$

Tabla 7.1: Secciones eficaces en dos grupos y otros parámetros.

En cada paso de quemado, se calculan estas correlaciones, haciendo uso de las variables físicas de operación, referidas al caso nominal:

- Densidad, temperatura del moderador, concentración de boro, temperatura efectiva del combustible, absorciones térmicas de xenon y samario.

Factor Dancoff	Tipo de Celda
Fracciones de fisión	$f_{U^{235}}, f_{Pu^{239}}, f_{Pu^{241}} \Rightarrow \begin{cases} k_f \text{ (MeV/fisión)} \\ \gamma^{Xe}, \gamma^I, \gamma^{Sm}, \gamma^{Pm} \end{cases}$

Tabla 7.2: Parámetros sin dependencia energética.

- El índice de historia espectral.
- El factor de vecindad.

Las correlaciones de las secciones eficaces en dos grupos de energía por tipo de celda y los factores de discontinuidad, se obtienen mediante técnicas de mínimos cuadrados en aproximación multilineal.

En la nueva formulación se han introducido dos nuevas variables generalizadas:

- Un índice de historia espectral que permite la equivalencia entre las diferentes trayectorias en el espacio paramétrico de evolución con el quemado.
- Unos nuevos índices de vecindad que tienen en cuenta los efectos espectrales, debidos a los cambios en las condiciones de vecindad de los diferentes tipos de celdas o nodos vecinos.

Quemado como variable de interpolación paramétrica: Q(MWd/tU)		
Variables  Locales/Instantáneas	Termohidráulicas	Densidad (gr/cm <sup>3</sup> ) T <sup>a</sup> moderador T <sup>a</sup> fuel
	Neutrónicas	Boro (ppm) Absorción térmica Xe <sup>135</sup> y Sm <sup>149</sup>
Variables Espectrales generalizadas	Historia Espectral	Índice de Historia Espectral
	Variables de vecindad	Bucklings locales térmico y rápido Buckling del conjunto Factor Dancoff

Tabla 7.3: Variables de estado en la parametrización multilineal.

## 7.1 Generación de la librería en todo el espacio paramétrico.

### 7.1.1 Librería de celda.

Se debe distinguir entre celda de combustible en red regular (*pin cell*) y celda real obtenida con los modelos de análisis de WIMS de geometría cilíndrica.



Los cálculos se deben hacer en tres condiciones típicas:

- Quemado nominal, es decir, condiciones de operación de referencia.
- Casos de variaciones instantáneas de las variables de referencia hasta condiciones fuera de nominal. Son los llamados casos *branch*.
- Casos de quemado en condiciones no nominales. Son los llamados casos *off-nominal*.

Para tratar los efectos generalizados de vecindad se utilizan modelos de WIMS cilindricizados, o bien, minielementos tratados con probabilidades de colisión. Mediante estos modelos se obtienen:

- Factores de discontinuidad por grupo y tipo de celda.
- Factores Dancoff, con un modelo mejorado de PIJ-Dancoff por tipo de celda.
- Índices de vecindad (buckling locales y globales) por grupo y celda.

### 7.1.2 Extensión de la librería al caso nodal.

Se trata de proyectar la misma metodología de parametrización planteada en cada barra y llevarla al tratamiento nodal. Cada nodo promedio podría ser tratado, en función de su quemado nominal medio, con un conjunto de correcciones locales, históricas y de vecindad independientes.

## 7.2 Modelo de parametrización.

Se utilizan modelos de regresión con técnicas de mínimos cuadrados. Se obtienen unos coeficientes de correlación del orden requerido, aunque por simplicidad del modelo se utiliza un modelo de hasta primer orden. Según el modelo estadístico, se utiliza un método de regresión polinómica de varias variables, es en realidad una superficie de respuesta.

- En una primera fase se decide el número y tipo de casos necesarios para calcular los coeficientes de regresión. Estos coeficientes se obtienen en torno a un punto de referencia, respecto al que se aplican ciertas perturbaciones de variables físicas.

Se ha adoptado un diseño factorial muy simple, basado en perturbaciones de tipo independiente respecto a un punto en condiciones de referencia. Con

este modelo, sólo se puede determinar una aproximación de primer orden, sin tratar efectos cruzados, ni variaciones de tipo cuadrático. Se realizó un estudio que determinó la validez de la corrección hasta primer orden, en función de la precisión requerida y por tratarse de perturbaciones respecto de condiciones nominales relativamente pequeñas.

Por otra parte, a pesar de la simplicidad del método utilizado, éste debe tener en cuenta el conjunto de casos globales necesarios para tener la seguridad de cubrir todo el rango de operación previsible.

- En una segunda fase, se pasa a calcular las correlaciones existentes entre las distintas variables independientes y las secciones eficaces o parámetros que se estén analizando. Obteniendo los coeficientes de correlación para cada variable por separado. Este análisis de la correlación es importante a la hora de determinar la linealidad de la variable utilizada, y su forma más óptima. Es decir, se puede mejorar la correlación utilizando cambios de variables, mediante cierto tipo de transformaciones matemáticas, que permitan proceder a una linealización de la variable dependiente, eliminando la curvatura funcional original.

Las transformaciones empleadas son principalmente la raíz cuadrada de la temperatura efectiva del combustible y del moderador, en grados Kelvin, y para la densidad se utiliza la transformación logarítmica. Para determinar, esta funcionalización es interesante hacer una representación gráfica que permita visualizar de manera inmediata el aspecto más adecuado de la transformación.

- La tercera fase consiste en llevar a cabo un análisis de errores, no sólo en las propias secciones eficaces, sino analizando cual es su efecto en el cambio de la reactividad. Ajustando más el error, no tanto a una desviación estadística, en tanto en cuanto se trata de una diferencia de tipo neutrónica.

### 7.3 Análisis de la celda de combustible.

El tratamiento del elemento de combustible heterogéneo se realiza en el sistema de códigos SEANAP mediante el subsistema MARIA. Este subsistema calcula las secciones eficaces y parámetros globales del elemento en determinadas condiciones operativas. Existe un código auxiliar, PREWIM, que tiene como misión principal preparar los datos de entrada para el código de análisis de elemento: WIMS. Este código utiliza un modelo cilíndricizado, definiendo el número de zonas del elemento y su composición en función del tipo de elemento que se trate, número de venenos, enriquecimiento...

En este momento, los datos que se necesitan son las variables geométricas, número de barras combustibles, composición de los materiales, rejillas.... Para dichos cálculos se utiliza teoría de transporte, en su aproximación  $S_N$  para el cálculo del modelo unidimensional de anillos concéntricos que representa al elemento. A cada uno de estos anillos se le asocia un número de barras dependiendo del tipo de combustible que se considere.

En realidad, el cálculo que se efectúa en este paso no se hace en la geometría del haz, ya que conduciría a un cálculo complejo y no unidimensional. El cálculo se realiza tras la homogeneización del haz de barras por anillos, de forma que cada anillo tenga una composición uniforme. Para que la homogeneización sea correcta, cuando existe un importante gradiente de flujo radial, se debe satisfacer el criterio de que la relación volumen de refrigerante a volumen de combustible en cada anillo, sea la misma a la que existe en cada celda equivalente, en la que se determina el espectro preliminar en 69 grupos. Por lo tanto, en cada anillo se sitúan un número determinado de barras de combustible con su refrigerante asociado.

Cuando se hace la distinción de diferente tipo de combustible, se toma como referencia para distinguirlo el tipo de enriquecimiento, tipo de venenos consumibles, control, grado de quemado. Considerando estos factores se forma el modelo en anillos, las dimensiones y el número de barras asociadas ha sido estudiado para que el espectro del flujo que resulte de este cálculo sea lo más parecido posible al real que ve cada tipo de barra. Cada una de estas barras ya homogeneizadas es el resultado de la homogeneización de la celda combustible, que proviene del cálculo del primer paso en el que se consideraban la vaina y el refrigerante asociado a cada una de ellas.

La nueva metodología utiliza modelos más simplificados respecto al modelo cilíndrico original del elemento. Para la celda de combustible, se utiliza un modelo simplificado de celda combustible de tipo red regular infinita. Para el tratamiento de otro tipo de celdas, se utilizan modelos simples de elementos, llamados mini-elementos, que permiten mediante configuraciones de 5x5 o 3x3 barras, obtener las secciones eficaces y factores de discontinuidad de la celda central de forma detallada. Esta disposición, simplificada y diferente de una disposición real de elemento, necesita externamente calcular ciertas correcciones, llamadas de vecindad, que permitan corregir los valores obtenidos de las secciones eficaces respecto a los valores más reales del modelo cilíndrico.

Sin embargo, básicamente se aprovechan parte de la metodología planteada para resolver los modelos de elemento utilizados por el sistema MARIA, con modificaciones que se irán desarrollando en este capítulo.

## 7.4 Parametrización de las secciones eficaces.

El estudio de la sensibilidad del cambio de las secciones eficaces con ciertas variables físicas es interesante para evaluar su comportamiento respecto al punto de referencia, en diversos puntos de quemado. Será interesante interpretar la fenomenología física asociada a estos casos, y su comportamiento en los parámetros neutrónicos de la teoría de dos grupos.

### 7.4.1 Temperatura efectiva de resonancia del combustible.

El incremento de la temperatura efectiva produce el ensanchamiento de resonancias del  $U^{238}$  por efecto Doppler. Este efecto está considerado en la integral de resonancia, a la que se asigna un determinado valor en función de la temperatura existente en el combustible. El efecto modifica las capturas rápidas globales, con un incremento fuerte debido al ensanchamiento en resonancias.

La probabilidad de escape en resonancias disminuirá fuertemente al aumentar la temperatura efectiva en el combustible.

### 7.4.2 Concentración de boro.

El efecto de un incremento elevado de las capturas térmicas en el moderador, produce una disminución de neutrones térmicos en el moderador, y por lo tanto un cierto endurecimiento espectral. Este desplazamiento del espectro térmico en el combustible da lugar a que todas aquellas secciones que varíen de la forma  $\sim 1/v$  disminuyan de valor cuando se hace la condensación energética.

Si se compara el efecto de variación de  $\pm 500$  ppm de boro, tiene un equivalente endurecimiento espectral dado por una variación de densidad de  $\mp 0.04$  gr/cm<sup>3</sup>.

El valor total de la sección macroscópica, una vez añadido el isótopo de boro, será un fuerte incremento de las absorciones, en toda la celda homogeneizada del combustible.

Este endurecimiento espectral, debido al aumentar la concentración de boro, provoca un incremento en las absorciones resonantes del  $U^{238}$ , de ahí que la sección eficaz de absorción rápida también aumente ligeramente.

### 7.4.3 Temperatura del moderador.

La temperatura del moderador mide la moderación de los neutrones térmicos. El principal efecto del cambio de la temperatura será la modificación del espectro térmico Maxwelliano, con un desplazamiento a energías mayores conforme la temperatura aumenta.

Módulo de Cálculo	Variable	Parámetro	$\Sigma$ y otros parámetros
Quemado	Quemado $\uparrow$ Concentración $\text{Xe}^{135}$ y $\text{Sm}^{149}$ $\uparrow$	$N^{I'} \downarrow, N^{I''} \uparrow, N^{I'''} \uparrow$ $N^{Xe} \uparrow, N^{Sm} \uparrow$	$\Sigma_{f2} \downarrow, \nu \uparrow, \Sigma_{c1} \uparrow, \Sigma_{a2} \uparrow, \phi_1/\phi_2 \uparrow, Fugas \uparrow$ $\Sigma_{a2} \uparrow, \phi_1/\phi_2 \uparrow$
Control	Concentración Boro 10 $\uparrow$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{Inserción bancos control} \uparrow \end{array} \right.$	$N^{B10} \uparrow$ $\left\{ \begin{array}{l} N^{Cd113} \uparrow \text{ o } N^{B10} \uparrow \\ \text{Redistribución flujo} \end{array} \right.$	$\Sigma_{a2} \uparrow, \phi_1/\phi_2 \uparrow$ $\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{a2} \uparrow \\ \text{Fugas} \uparrow \end{array} \right.$
Termohidráulica	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Densidad agua} \downarrow \\ \text{Temperatura moderador} \uparrow \end{array} \right.$ Temp. efectiva combustible $\uparrow$	$\left\{ \begin{array}{l} N^{H20} \downarrow \\ N^{B10} \downarrow \\ \phi_1/\phi_2 \uparrow \end{array} \right.$ $T_{Maxw} \uparrow$ $I_{eff} \text{ (Doppler)} \uparrow$	$\left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{s12} \downarrow, \Sigma_{a1} \downarrow, D_1 \uparrow, \Sigma_{a2} \downarrow, D_2 \uparrow \\ \Sigma_{a2} \downarrow \\ \sigma_{a2} \downarrow, \sigma_{f2} \downarrow, \sigma_{tr2} \downarrow, \sigma_{a1} \uparrow, Fugas \uparrow \end{array} \right.$ $\sigma_{a2} \downarrow, \sigma_{f2} \downarrow, \sigma_{tr2} \downarrow, \phi_1/\phi_2 \downarrow$ $\int \sigma_{a1}^{238} \cdot \phi_1 \uparrow, \sigma_{s12} \downarrow$

Tabla 7.4: Secciones eficaces para ciertos cambios en las variables de operación.

Esta modificación del espectro provoca una disminución de las secciones de absorción y fisión térmica, cuando se hace la condensación utilizando el espectro de condensación anterior. El efecto es mínimo cuando se refiere a la absorción rápida.

Por lo tanto, un incremento de la temperatura del moderador, induce un endurecimiento del espectro, sin embargo como consecuencia de la disminución de la sección de fisión térmica, el efecto se compensa y obliga a aumentar el número de neutrones térmicos en el esquema y corte de energías realizado, con lo que el espectro finalmente no se endurece.

Finalmente, el coeficiente de difusión térmica será mayor como consecuencia de que para mayores temperaturas del refrigerante la movilidad de los neutrones es mayor.

#### 7.4.4 Densidad del moderador.

La densidad del moderador es una de las variables que más influyen desde el punto de vista de la física de operación. El efecto primordial de la densidad del moderador (por lo tanto de la concentración de átomos de hidrógeno) es disminuir la energía de los neutrones rápidos nacidos de la fisión hasta que alcancen la energía térmica. Luego una disminución de la densidad induce un fuerte cambio del espectro, provocando un endurecimiento del mismo, que afecta considerablemente a la condensación energética de las secciones eficaces.

Este efecto de endurecimiento espectral tiene importancia neutrónica por lo siguiente:

- Aumenta la absorción en resonancias en el  $U^{238}$ ,  $Pu^{240}$  y otros isótopos resonantes. Por lo tanto, el efecto sobre la probabilidad de escape en resonancias será función del endurecimiento espectral.
- Disminuye la relación fisión/captura para el  $U^{235}$  y para el  $Pu^{239}$ , dada la forma  $\sim 1/v$  de las curvas de secciones eficaces de fisión.
- Aumentan las fugas en el núcleo, debidas principalmente al flujo rápido.
- El efecto en la moderación al incrementar la densidad, es el aumento de la sección de dispersión macroscópica del grupo rápido al térmico, como consecuencia de una mayor concentración de átomos de hidrógeno en el moderador, que facilita por los fenómenos de colisión de los neutrones con los átomos de hidrógeno la moderación neutrónica.
- Las absorciones térmicas aumentarán ligeramente por las capturas en el oxígeno. Aunque su principal efecto, sea un efecto espectral.

- Cuando el endurecimiento es muy grande el valor de las fisiones rápidas aumenta fuertemente.

#### 7.4.5 Concentraciones de xenon y samario.

El objetivo de este apartado es analizar el efecto conjunto de estos dos venenos neutrónicos. El principal efecto es una fuerte variación de la absorción térmica. El incremento de sus concentraciones, induce una fuerte depresión del flujo térmico, que conlleva un endurecimiento espectral.

Se trata de encontrar una variable global que agrupe los efectos de la variación de sus concentraciones, optando por la absorción térmica de ambos isótopos, como la variable más adecuada.

A modo de resumen se presentan en la tabla 7.4 el conjunto de variables de operación y su influencia en las secciones eficaces y otros parámetros neutrónicos.

### 7.5 Parametrización multivariable.

Analizados los efectos más importantes de cambio de las secciones eficaces, se utiliza una técnica simple de parametrización de todas las secciones eficaces de la tabla 7.1. Las secciones eficaces se parametrizan utilizando el quemado del combustible como variable de interpolación paramétrica, tomando un determinado número de perturbaciones (casos *branch*) o variaciones respecto a un caso definido como de referencia.

El análisis se hace tanto para secciones eficaces macroscópicas y microscópicas de los isótopos xenon, samario y boro.

Junto a los casos de tipo *branch*, con los que se pretende corregir las desviaciones de las variables locales o instantáneas, será preciso añadir el efecto de historia espectral (corrección lineal obtenida para cada sección eficaz, analizando las diversas trayectorias posibles de quemado isotópico).

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x^j = \sigma_{x_o}^j + \sum_i \frac{\partial \sigma_x^j(v_i)}{\partial v_i} \Delta v_i + \Delta \sigma_x^j(SH) \text{ con } j = \text{ xenon, samario y boro.} \\ \Sigma_x = \Sigma_{x_o} + \sum_i \frac{\partial \Sigma_x(v_i)}{\partial v_i} \Delta v_i + \Delta \Sigma_x(SH) + \sum_j \sigma_x^j \cdot N^j \end{array} \right. \quad (7.1)$$

En este análisis de parametrización (según las variables que indican un cambio local o instantáneo de las condiciones de operación) es interesante analizar

gráficamente el cambio relativo de las secciones eficaces. Esto permite tener una primera aproximación del tipo de cambio de variable que linealiza la función en torno al punto de operación nominal.

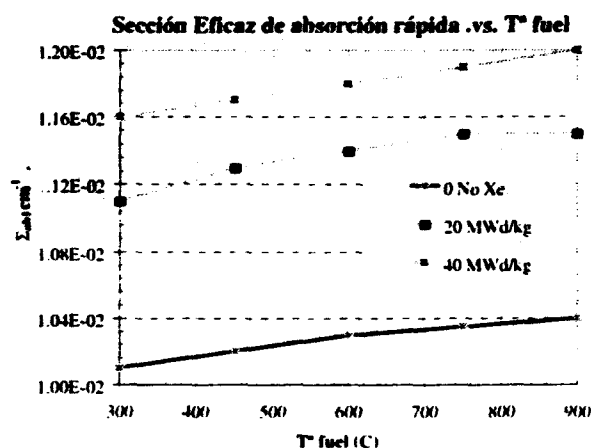


Figura 7.1: Variación de la sección eficaz de absorción rápida con la temperatura efectiva del combustible.

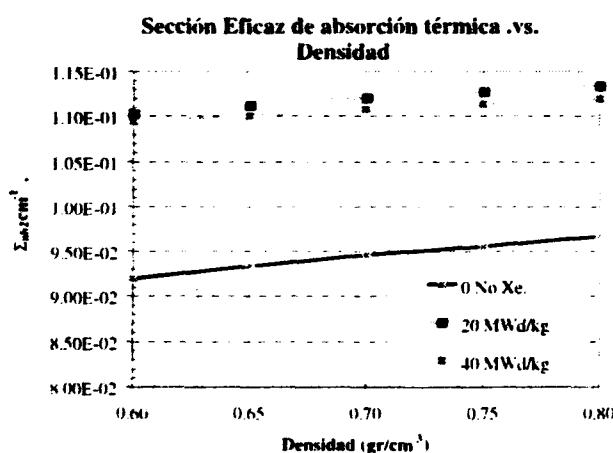


Figura 7.2: Variación de la sección eficaz de absorción térmica vs densidad del moderador.

Utilizando este análisis de parametrización se puede obtener los errores en reactividad, en función del quemado, para las diferentes condiciones de casos *branch*. De esta manera, para una celda típica de combustible de un reactor de agua a presión, en una red regular se obtienen los errores de la figura 7.3.

Obtenidos los valores de las derivadas en función del quemado, se puede intentar realizar una parametrización global, incluyendo el quemado como variable independiente. Esta parametrización obliga a que las derivadas tengan a lo sumo



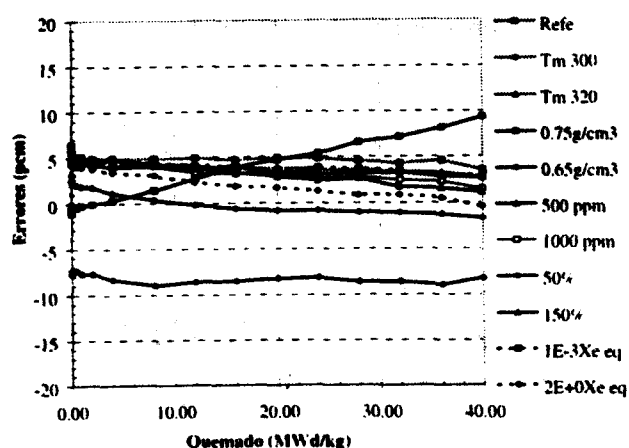


Figura 7.3: Errores de parametrización de variables locales.

un comportamiento cuadrático suave, con el fin de no perder precisión. Las tablas de derivadas en función del quemado se utiliza cuando las necesidades de memoria y la rapidez de lectura de ficheros de datos no son problemáticas.

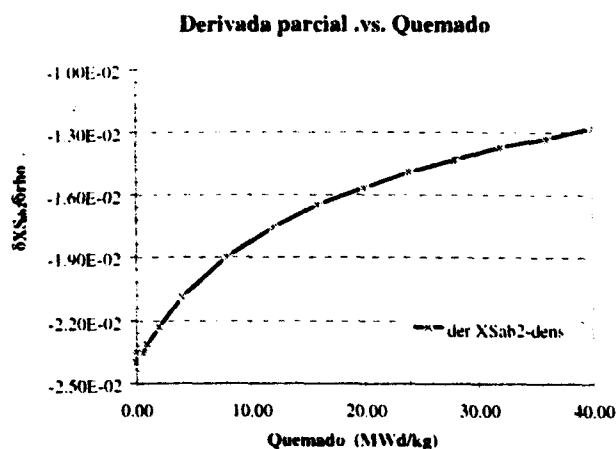


Figura 7.4: Derivada parcial de la absorción térmica con la densidad vs quemado.

## 7.6 Autoconsistencia del método.

El método desarrollado tiene como propiedad fundamental la autoconsistencia, de manera que a la hora de separar los efectos físicos que afectan al cálculo de las secciones eficaces se eliminan los efectos redundantes, es decir, se trata de hacer una separación física de las variables de estado.

Por ejemplo, la separación entre la temperatura del moderador y densidad

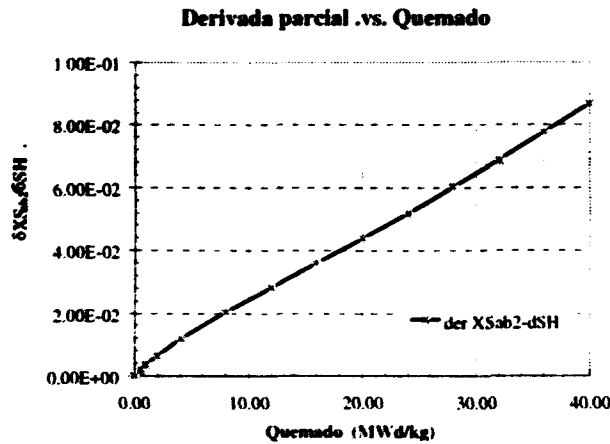


Figura 7.5: Derivada parcial de la absorción térmica con la SH vs quemado.

del agua, va a permitir llevar el análisis del cálculo neutrónico de las secciones eficaces fuera del rango propio de los PWR, hacia regímenes de transitorios donde se generen puntos calientes con generación de vapor.

El agrupamiento conjunto de la absorción térmica de xenon y samario, permite agrupar un mismo efecto neutrónico en la corrección de las secciones eficaces, cuando el cambio es conjunto, como ocurre en los transitorios rápidos y lentos, donde la acumulación de productos de fisión tridimensionalmente en el núcleo provoca situaciones críticas. Este estudio es fundamental a la hora de realizar tanto análisis de maniobras como de transitorios no programados. [18]. [19]

La metodología de un código de estas características, que utiliza secciones microscópicas y macroscópicas, requiere un proceso iterativo en un nivel local-global del núcleo. Se evalúan las secciones microscópicas de xenon, samario y boro; junto a las concentraciones características de sus isótopos, función de las condiciones locales de la celda. Estas secciones se añaden como correcciones a las secciones macroscópicas, obteniendo globalmente la sección macroscópica conjunta.

## Capítulo 8

# Historia espectral y de quemado.

En un modelo de quemado macroscópico, las secciones eficaces en dos grupos de energía no sólo dependen del quemado acumulado, sino también de la historia de quemado. Esta historia de quemado influye en el proceso de evolución isotópica, principalmente en la producción de Plutonio. Por ejemplo, dos nodos con un mismo quemado tendrán diferentes isotopías según su posición axial en el núcleo. Si se encuentra en la parte superior del núcleo, la densidad menor del moderador conlleva un espectro más duro, y por tanto mayores capturas resonantes en el  $U^{238}$  para producir más  $Pu^{239}$ . Si se encuentra en la parte inferior del núcleo, la densidad del moderador es más alta y el espectro está más moderado. Por lo tanto, las secciones eficaces macroscópicas para los dos nodos serán diferentes aunque las condiciones de operación instantáneas sean idénticas.

### 8.1 Diferentes evoluciones isotópicas.

Se trata de analizar la evolución isotópica para diferentes caminos de quemado. Se evalúan ciertos casos perturbados de condiciones operativas respecto de las condiciones nominales o de referencia. En realidad, se analizan las desviaciones de concentración de boro, potencia y densidad del refrigerante; al ser éstas las más significativas.

Los datos se han obtenido de la isotopía de las celdas combustibles, mediante el código WIMS, en donde se toman los isótopos más relevantes.

#### 8.1.1 Evolución isotópica del $U^{235}$ y del $U^{238}$ .

La concentración de  $U^{235}$  viene determinada por las condiciones de enriquecimiento iniciales del combustible fresco. En función de las condiciones operativas el  $U^{235}$  irá disminuyendo, principalmente por dos sumideros: captura de  $U^{235}$  para dar

$U^{236}$  y fisiones. Los efectos más importantes son debidos a los cambios de densidad y serán más acusados a altos quemados. Un fuerte endurecimiento espectral (provocado por una disminución de la densidad del moderador) dará lugar a un incremento de capturas del  $U^{238}$ , como término fuente de la formación de  $Pu^{239}$ , que compense la pérdida de  $U^{235}$ .

Se tiene un interés especial en analizar la cadena del  $U^{238}$  via captura radiactiva, tras desintegración beta, para dar  $Pu^{239}$ , y por capturas de éste el resto de isótopos plutonígenos de gran interés en la física de reactores, principalmente el  $Pu^{240}$  y  $Pu^{241}$ . La evolución del  $U^{238}$  depende fundamentalmente de los sumideros de fisiones rápidas y capturas resonantes. En el caso de endurecimiento espectral, el aumento de las capturas resonantes provocará una disminución de la concentración, sobretodo a quemados altos.

En la cadena del  $Pu^{239}$  se alcanza un equilibrio entre el término fuente, absorciones resonantes del  $U^{238}$ , y el término sumidero, capturas y fisiones del  $Pu^{239}$ . Cuando el espectro es más térmico, el nivel de saturación se alcanzará antes que cuando el espectro está más endurecido.

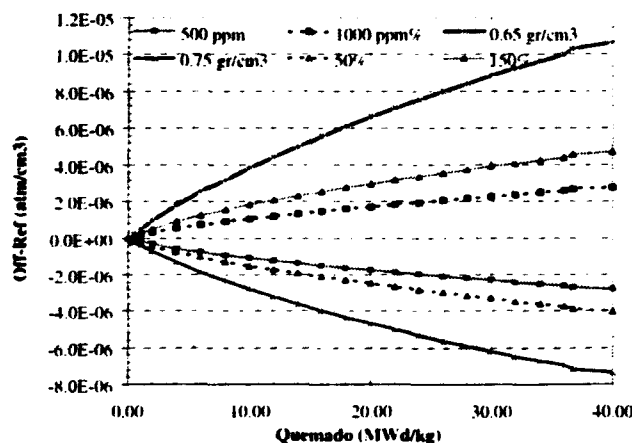


Figura 8.1: Diferencias de concentración de Pu 239 para diversas historias de quemado.

En la figura 8.2 se observa que el  $Pu^{241}$  no alcanza el nivel de saturación, siendo el término fuente las capturas resonantes del  $Pu^{240}$  y el término sumidero capturas y fisiones.

### 8.1.2 Productos de fisión.

Los productos de fisión, procedentes de los diversos isótopos fisibles que aparecen en el núcleo del reactor PWR, dependen fundamentalmente del espectro del flujo. Por ejemplo, en el caso de la cadena radiactiva del  $Xe^{135}$ , el término fuente proviene

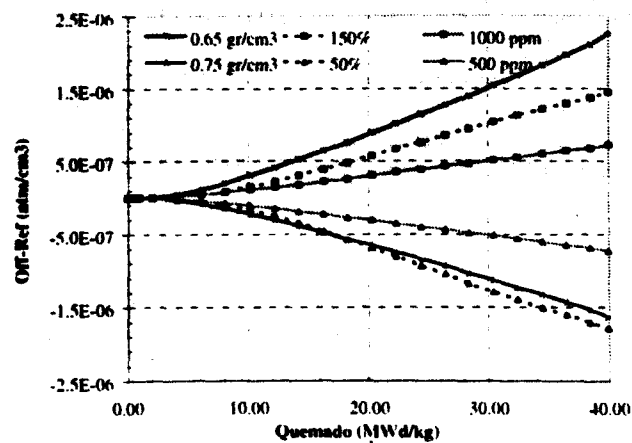


Figura 8.2: Diferencias de concentración de Pu 241 para diversas historias de quemado.

de la desintegración de  $I^{135}$  y del propio rendimiento de la fisión, por lo tanto dependerá del tipo de isótopo fisible y del espectro de fisión. El término sumidero de captura será proporcional al espectro y al valor absoluto del flujo.

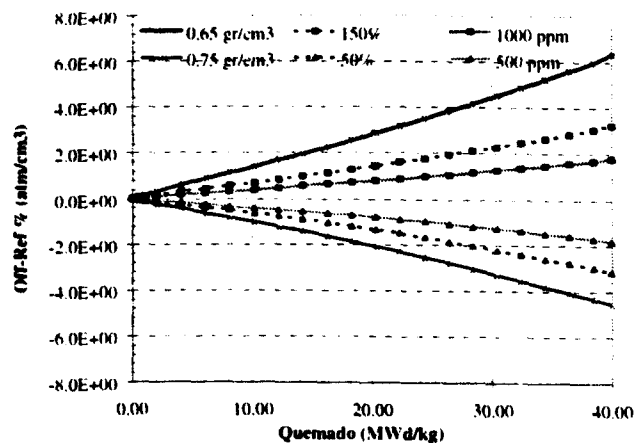


Figura 8.3: Diferencias de concentración de Xe 135 para diferentes historias de quemado.

Es importante analizar otros productos de fisión de vida media corta, muy importantes a la hora de evaluar y comparar las diferencias de reactividad entre diferentes evoluciones isotópicas de historia de quemado. Como ejemplos, además del  $Xe^{135}$ , se ha incluido el  $Rh^{105}$  y el  $Ru^{103}$ , con valores característicos obtenidos de la referencia [8], a los 20.000 MWd/tU:

Nucleido	Rendimientos(%)		Periodo	$\sigma_a$ (b)	Periodo efectivo	Absorción (pcm)
	U <sup>235</sup>	Pu <sup>239</sup>				
Rh <sup>105</sup>	0,85	5,5	35 h	1593	32 h	90
Ru <sup>103</sup>	2.9	5,6	40 d	2	40 d	4

Tabla 8.1: Parámetros característicos de isótopos de vida media corta.

Es necesario anotar el efecto que sobre este tipo de isótopos tienen los casos de historia de potencia, y cómo este efecto isotópico afecta a la reactividad de dichos casos.

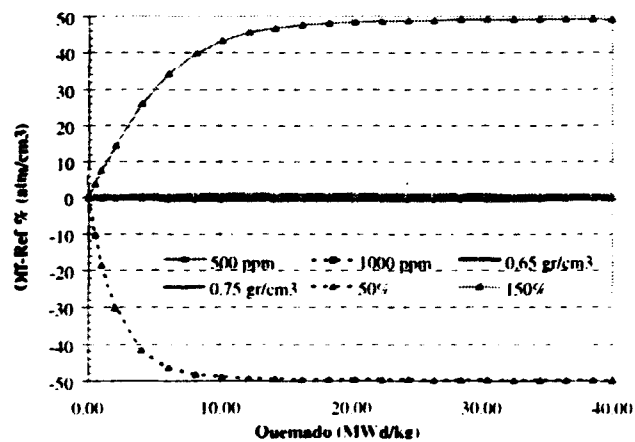


Figura 8.4: Diferencia de concentración de Ru 103 para diferentes historias de quemado.

### 8.1.3 Parámetros neutrónicos para diferentes historias de quemado.

Se puede elaborar una breve relación de la evolución de las variables y parámetros neutrónicos de la teoría de dos grupos según los diferentes caminos de quemado.

En primer lugar, la variable  $k_{\infty}$  evoluciona prácticamente lineal con el quemado, debido al efecto de disminución del U<sup>235</sup> y el efecto de antirreactividad añadido de los productos de fisión. Sin embargo, la aparición de Pu<sup>239</sup> y Pu<sup>241</sup> inducen una reactividad positiva.

La importancia de las fisiones para los diferentes isótopos fisibles depende del quemado, se observa como para quemados mayores de 30.000 MWd/tU las fisiones del Pu<sup>239</sup> comienzan a tener mayor importancia que las propias fisiones del U<sup>235</sup>.

Otro parámetro que tiene importancia en la cinética de reactores es la diferente vida media de los neutrones retardados, en función de las diversas historias de

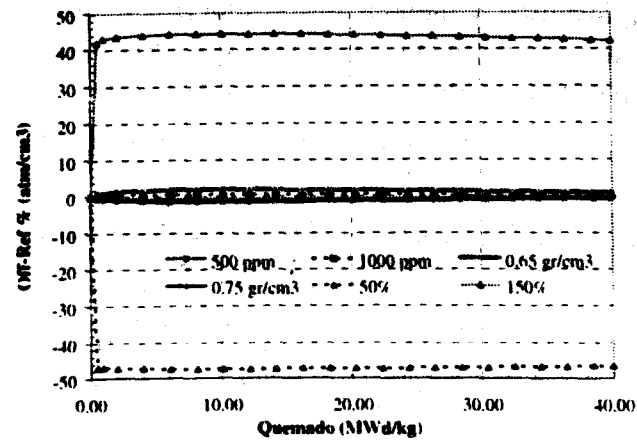


Figura 8.5: Diferencia de concentración de Rh 105 para diferentes historias de quemado.

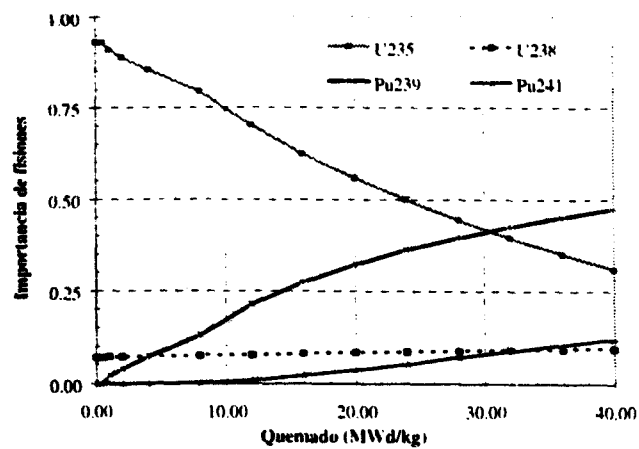


Figura 8.6: Importancia de fisiones vs quemado.

quemado. El efecto viene fuertemente influenciado por la presencia de diferentes isótopos fisibles, con sus neutrones retardados característicos.

El objetivo ha consistido en intentar parametrizar la importancia de las fisiones para los isótopos más relevantes, y deducir los parámetros neutrónicos característicos promedios (rendimientos de fisión, vida media de neutrones...) mediante el conocimiento de estos parámetros de la celda de combustible.

La librería de partida es la utilizada por el código WIMS, donde se trabaja con los siguientes datos :

WLIB86	$\gamma^{I^{135}}$	$\gamma^{Xe^{135}}$	$\gamma_t^{I+Xe}$	$\gamma_t^{Sm}$	$k_f$ (MeV/fisión)	$\beta$
$U^{235}$	0.06015	0.00558	0.06573	0.0108	197.93	0.018
$U^{236}$	0.06015	0.00558	0.06704	0.0108	-	0.0232
$U^{238}$	0.06671	0.00033	0.07130	0.0167	189.64	0.0403
$Pu^{239}$	0.05878	0.01252	0.06769	0.0128	206.22	0.0074
$Pu^{240}$	0.05878	0.01252	0.06769	0.0151	196.89	0.0080
$Pu^{241}$	0.07173	0.00283	0.07456	0.0146	201.04	0.0139

Tabla 8.2: Parámetros neutrónicos en función de la importancia de fisiones.

En un análisis de quemado típico de un PWR, se obtuvo una funcionalización en el quemado distinguiendo los valores característicos de las importancias de las fisiones para distintos isótopos:

E (MWd/t)	$f^{U^{235}}$	$f^{U^{236}}$	$f^{U^{238}}$	$f^{Pu^{239}}$	$f^{Pu^{240}}$	$f^{Pu^{241}}$
0. No Xenon	.9393	.0	.0607	.0	.0	.0
0. Eq. Xenon	.9379	.0	.0621	.0	.0	.0
.487	.9192	.0	.0626	.0182	.0	.0
.974	.9018	.0	.0630	.0351	.0	.0
1.948	.8700	.0001	.0636	.0660	.0	.0002
11.688	.6527	.0002	.0702	.2575	.0003	.0190
23.376	.4767	.0006	.0773	.3791	.0007	.0657
35.064	.3356	.0008	.0843	.4604	.0011	.1177
46.752	.2185	.0010	.0911	.5257	.0014	.1652

Tabla 8.3: Importancia de las fisiones en función del quemado.

Se ha decidido parametrizar las importancias de  $f^{U^{235}}$ ,  $f^{Pu^{239}}$ ,  $f^{Pu^{241}}$  y agrupar en la  $f^{U^{238}}$  el resto, por tratarse de importancia de fisiones con un comportamiento parecido con el quemado.



#### 8.1.4 Cambio del espectro neutrónico.

El cambio en la isotopía del combustible produce un cambio en el espectro neutrónico. En la figura se representa el espectro de una celda de combustible a un quemado alto (30.000 MWd/tU) con tres historias de quemado diferentes. El cambio respecto de unas condiciones nominales de quemado, inducen directamente un cambio en las secciones eficaces microscópicas. Cuando la potencia nominal es inferior (50%), la cantidad de productos de fisión se reduce proporcionalmente, hay menos capturas térmicas y por lo tanto el espectro se hace más térmico. Para el caso de baja densidad (0.65 gr/cm<sup>3</sup>) la concentración de Pu<sup>239</sup> es muy elevada, la importancia de fisiones de este isótopo es mayor que en los otros casos, por lo tanto el espectro se endurece ligeramente.

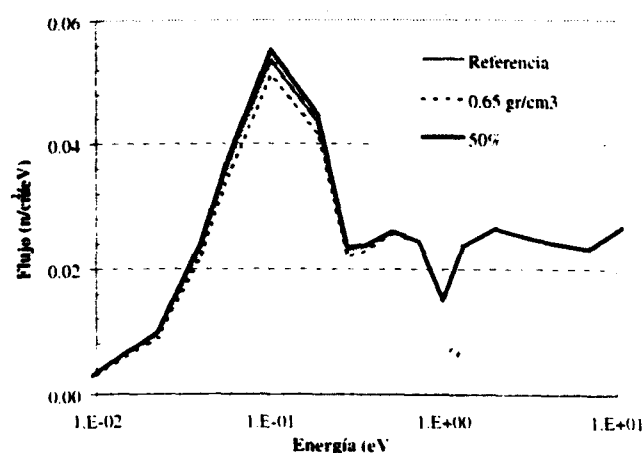


Figura 8.7: Espectro del flujo neutrónico en distintas condiciones a altos quemados.

#### 8.1.5 Efectos de la historia de quemado de tipo macroscópico.

Las secciones eficaces macroscópicas calculadas por WIMS engloban las variaciones de isotopía y los cambios de secciones eficaces microscópicas debidas a la historia de quemado. Para una celda típica de combustible se puede evaluar este efecto macroscópico observando las secciones eficaces macroscópicas de interés. Como ejemplo, se analizan los cambios en las secciones eficaces de absorción térmica y rápida, comprobando la linealidad de efectos y el incremento proporcional con el quemado. (ver figuras 8.8 y 8.9)

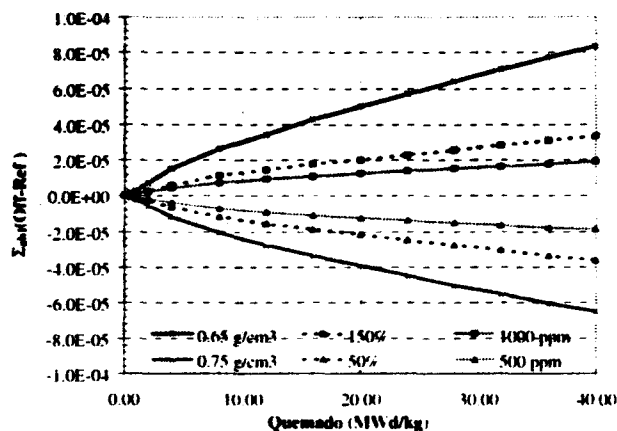


Figura 8.8: Diferencias de sección eficaz de absorción rápida para diferentes historias de quemado.

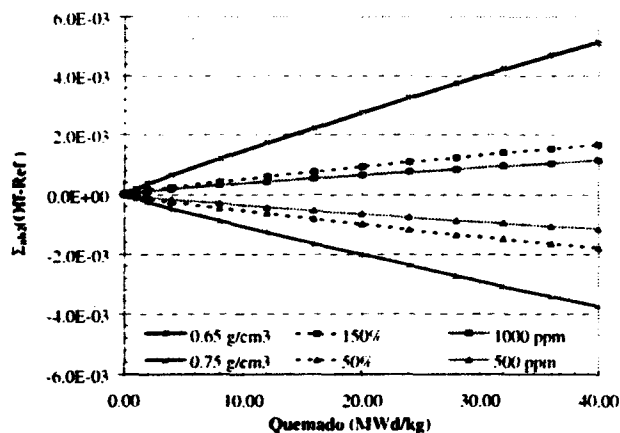


Figura 8.9: Diferencias de sección eficaz de absorción térmica para diferentes historias de quemado.

## 8.2 Historia espectral.

El efecto de historia espectral para un elemento típico PWR, 17x17 de 3.6 w/o se puede observar en la figura 8.10. Se representa la desviación en reactividad sin el tratamiento del efecto de historia espectral, como una función del quemado para diferentes condiciones de historia off-nominal: los parámetros más relevantes en este caso son la densidad del moderador, temperatura del combustible (relacionada con la potencia efectiva) y la concentración de boro.

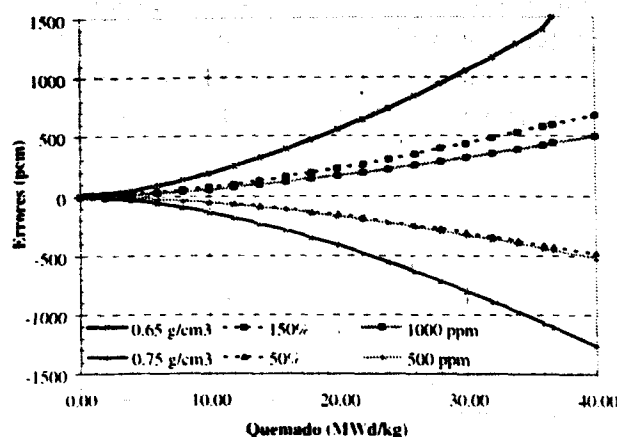


Figura 8.10: Diferencias en reactividad para una celda de combustible con diversas historias de quemado.

Estas condiciones de quemado off-nominal cubren todo el rango de variación en núcleos de agua a presión alrededor de ciertos valores medios nominales ( $0.70 \text{ gr/cm}^3$ , 100% de potencia y 750 ppm). En estos cálculos se toma la composición isotópica del combustible en cada paso de quemado desde el caso off-nominal y se lleva de nuevo a las condiciones nominales de referencia. Se incluyen los efectos de expansión del combustible y se recalculan las condiciones de equilibrio para todos los productos de fisión de vida media corta. La consideración de este último efecto es muy importante para la consistencia en los casos off-nominales de potencia, acercando el efecto del nivel de potencia histórico al correspondiente cambio de temperatura efectiva del combustible.

Los efectos resultantes de un  $\pm 50\%$  en el cambio de la potencia histórica es similar a un cambio de  $\pm 250 \text{ ppm}$  en la concentración histórica de boro. Dicho efecto es también equivalente a casi la mitad del efecto debido al cambio histórico de la densidad del agua de un nodo situado en la zona media del núcleo ( $0.70 \text{ gr/cm}^3$ ) respecto a otros nodos situado uno en la zona inferior del núcleo ( $0.75 \text{ gr/cm}^3$ ) y otro en la zona superior ( $0.65 \text{ gr/cm}^3$ ). Todos estos efectos de historia son muy importantes a quemados altos. Además es un efecto bastante lineal con el tipo de perturbación y tienen una gran importancia en la reactividad del conjunto.

Los efectos de historia espectral con el quemado, en los combustibles de tipo  $\text{UO}_2$  son debidos a las diferencias en las tasas de creación y destrucción de los nucleidos fisibles del combustible especialmente de  $\text{U}^{235}$  y  $\text{Pu}^{239}$ . Estas diferencias son debidas tanto a la forma del espectro neutrónico como a la sección eficaz efectiva (por efecto Doppler y autoblandaje en resonancias), es decir, al efecto de historia del quemado.

Los modelos desarrollados hasta ahora, han aproximado el efecto de historia espectral en términos de un índice espectral simple promedio a lo largo del quemado, del tipo  $\phi_1/\phi_2$  (ecuación 5.8) o de tasa de fisiones rápidas sobre las fisiones totales (ecuación 5.9). Se ha observado que cuando se aplica este índice a todas las secciones eficaces, se corrigen los casos de densidad y concentración de boro, obteniendo desviaciones inferiores a 100 pcm, pero no se corrigen los casos de potencia, (ver figura 8.11).

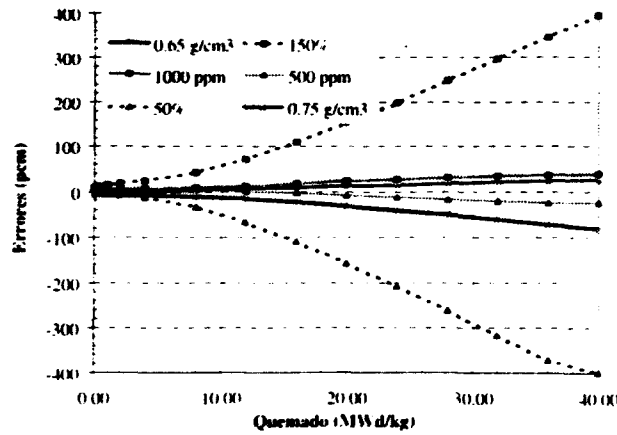


Figura 8.11: Diferencias en reactividad para diversos casos de historia de quemado al incluir la corrección de historia espectral de la ecuación 5.2.

Los cambios en la temperatura del combustible modifican directamente las capturas en las resonancias del  $\text{U}^{238}$  (efecto Doppler) y por lo tanto la tasa de producción de  $\text{Pu}^{239}$ . Sin embargo, en estos índices espectrales el cambio con la temperatura es muy pequeño. Para tener en cuenta este efecto, se ha introducido en el índice espectral la probabilidad de absorción en las resonancias quedando formulado así:

$$SH = \frac{\Sigma_{a1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2}^*} \frac{\Sigma_{a1} \cdot \phi_1}{\Sigma_{f1} \cdot \phi_1 + \Sigma_{f2} \cdot \phi_2} \quad (8.1)$$

(el término de dispersión está normalizado respecto a la condición nominal de referencia.)

A la vista de los resultados obtenidos con este nuevo índice espectral (figura

8.12) se observa que los errores se reducen hasta  $\pm 20$  pcm. de magnitud similar a los errores obtenidos con las correlaciones de la aproximación multilineal de las secciones eficaces a cualquier quemado. Además los errores no divergen con el quemado.

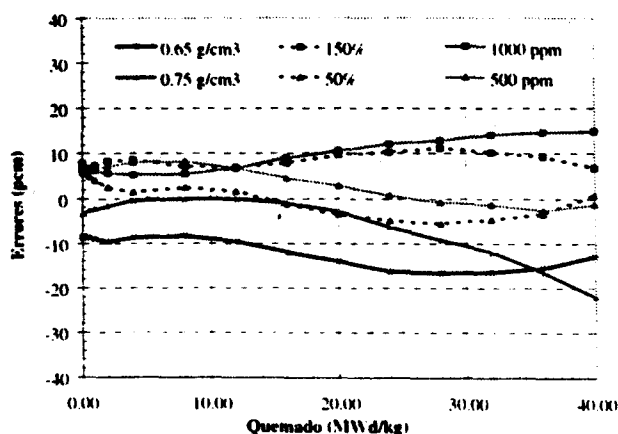


Figura 8.12: Errores en reactividad con el nuevo índice de historia espectral para diferentes casos de quemado.

Este nuevo índice espectral se almacena en la librería en función del quemado, referido a las condiciones nominales. Se almacena para cada barra combustible al final de cada ciclo y se lee a comienzo del siguiente ciclo, en el conjunto del núcleo, como el quemado local por barra. La ventaja de incluir estos efectos de historia espectral mediante un único índice generalizado es doble:

- Se ahorra memoria de almacenamiento.
- Se garantiza que la equivalencia real en cada camino de historia de quemado funcionará en todo el espacio de operación multivariable.

Por último, cabe destacar el gran interés existente en el análisis de la historia espectral en el cálculo del núcleo. Prueba de ello es que una sesión de la Reunión Anual de la American Nuclear Society, celebrada en San Francisco (USA) en Noviembre de 1995 estuvo dedicada íntegramente a estudiar este efecto.

### 8.2.1 Cálculo formal de la corrección de historia espectral.

En un determinado paso de quemado, se analiza cuál ha sido la evolución de la historia de quemado de una determinada celda de combustible, debida a una diferente evolución en cuanto a sus variables de densidad del moderador, cambios de potencia, cambios de temperaturas, concentración de boro.... Estas diferentes

evoluciones darán lugar a diferentes historias espectrales que inducen cambios en las concentraciones isotópicas del combustible.

Los principales cambios isotópicos que afectan a la evolución de la celda son debidos a los isótopos de uranio y plutonio. Los productos de fisión también se verán afectados, y en especial serán de importancia fundamental, como ya se ha señalado, los de vida media corta, en el análisis de los casos de desviación de historia de potencia.

Este efecto microscópico de la isotopía afectará de manera inmediata al espectro del flujo de la celda, y por lo tanto a las secciones eficaces microscópicas. Sin embargo, en los códigos que utilizan las secciones eficaces macroscópicas, este efecto será más importante, al incluir todos los efectos de cambio en estas secciones.

El objetivo es correlacionar el cambio en las secciones eficaces homogeneizadas y en dos grupos de energía, por el efecto de las diferentes historias de quemado.

En primera aproximación, utilizando la razón de flujo rápido a térmico, los cambios integrados vendrán dados por:

$$\Delta\Sigma_\alpha \propto \left[ \int dE (\phi_1/\phi_2)|_{\text{historia-2}} - \int dE (\phi_1/\phi_2)|_{\text{historia-1}} \right] \quad (8.2)$$

Se define un parámetro integral, normalizado respecto de las condiciones de referencia, dado por:

$$SH = \frac{\int dE \frac{(\phi_1/\phi_2)|_{\text{off-nominal}}}{(\phi_1/\phi_2)|_{\text{reference}}}}{\int dE} \quad (8.3)$$

Este parámetro es posible aplicarlo directamente y tomarlo como parámetro de correlación, observando la linealidad e independencia para cada una de las secciones eficaces estudiadas, respecto al origen de la variación física.

El cambio de las secciones eficaces debido a las variaciones del camino de quemado se analiza observando la desviación de estos casos de quemado en condiciones no nominales (casos off-nominal) respecto de aquellos casos de quemado en condiciones nominales y que se llevan a las mismas condiciones locales de los casos off-nominal (casos branch).

$$\sigma_\alpha = \frac{\Delta\Sigma_\alpha^{\text{Branch}} - \Delta\Sigma_\alpha^{\text{Off nominal}}}{SH - 1} \quad (8.4)$$

Formalmente, es necesario descontar el término de absorción térmica del xenon y samario, para no aplicar dos veces el efecto a la corrección. Una vez calculado el valor de su derivada parcial, se tiene que:

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial SH} = \frac{(\sigma_{x_{\text{off-nominal}}} - \sigma_{x_{\text{branch}}}) - \frac{\partial \sigma_x}{\partial \sum_{a2}^{Xe+Sm}} (\sum_{a2}^{Xe+Sm}|_{\text{off-nominal}} - \sum_{a2}^{Xe+Sm}|_{\text{branch}})}{SH - 1} \quad (8.5)$$

Según este parámetro se puede obtener la variación de la sección eficaz por unidad de cambio de la historia espectral. En el caso de utilizar la razón de flujo rápido a térmico como factor de historia espectral, se podría analizar cómo cambia este parámetro con cada variable física (densidad, concentración de boro, potencia, ...), y el valor medio de dicho parámetro.

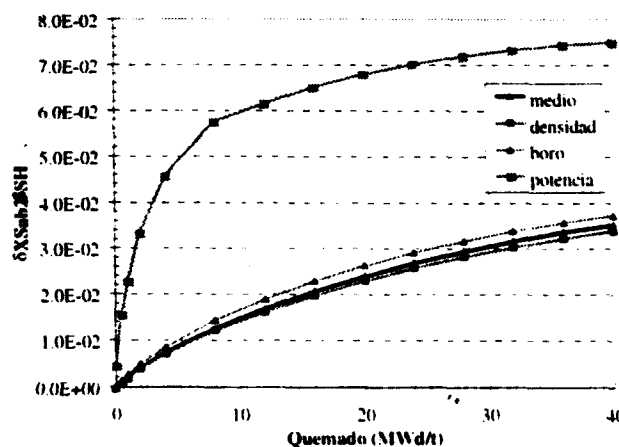


Figura 8.13: Derivada parcial de la absorción térmica respecto a la SH vs quemado para los índices espectrales previos.

Como se puede apreciar en la figura 8.13, los casos de historia de potencia tienen una correlación totalmente diferente, y es la causa principal de las fuertes desviaciones de reactividad que aparecieron en la figura 8.11.

Utilizando el nuevo índice espectral de la ecuación 8.1, los casos de potencia se encuentran mejor tratados al reproducir mediante un único parámetro cuál es el efecto de la tasa de conversión de nuevos isótopos fisibles a través de capturas resonantes en el combustible. Se puede entonces comprobar la consistencia de la parametrización para una celda típica de 3.1w/o. (ver figura 8.14)

La idea de tasa de conversión está íntimamente relacionada con este nuevo índice espectral. Se puede analizar la influencia del corte energético térmico, y pasar del corte típico de 0.625 eV a los 4 eV. Al tomar este nuevo corte de energía se produce un empeoramiento lineal con el quemado, achacado principalmente a que no se incluye en el término de captura rápida la captura resonante del  $\text{Pu}^{240}$  (alrededor de 1 eV), para producir el  $\text{Pu}^{241}$ , de relativa importancia cuando los quemados son altos.

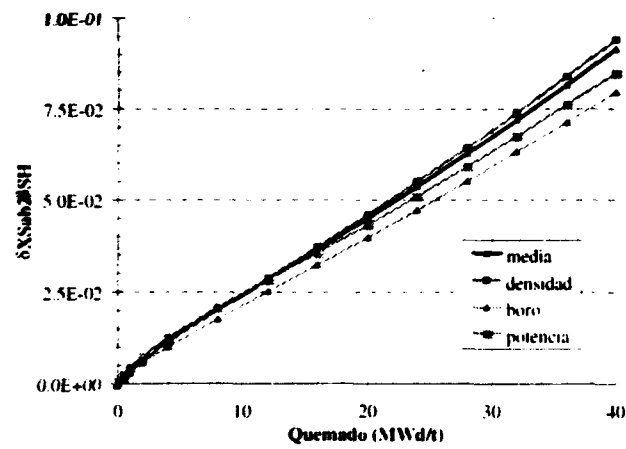


Figura 8.14: Derivada parcial de la absorción térmica respecto a la SH vs quemado para el nuevo índice espectral.



## Capítulo 9

### Factores de vecindad generalizados.

El índice de vecindad desarrollado considera el cambio espectral de las secciones eficaces en dos grupos de energía y en cada tipo de celda, debido a las corrientes de flujo reales en la frontera y al espectro del flujo en la celda. Incluye el tratamiento de las diferentes configuraciones en que la celda combustible se puede encontrar en el interior de un elemento de combustible: junto a tubo guía, barras de control, wabas, gadolinio u otro tipo de combustible con diferente quemado, enriquecimiento e historia espectral.

Los cambios de las secciones eficaces en dos grupos y los factores de discontinuidad de una celda de combustible en condiciones de red regular son debidos físicamente a los cambios de tipo local (celda) y global (elemento) de las fugas en cada grupo de energía. Se parametrizan mediante los valores de los *buckling* por grupo de energía. En el grupo térmico la correlación con el *buckling* térmico es suficiente, sin embargo en el grupo rápido, donde los efectos son más complejos (zona de resonancias y la zona epitérmica) se ha desarrollado una correlación separable en las variables del factor Dancoff, el *buckling* del modo fundamental a nivel nodal y el *buckling* local del grupo rápido.

Con el siguiente esquema, figura 9.1, se trata de representar la diferencia de comportamiento de una misma celda de combustible, con la misma isotopía, pero en condiciones de vecindad totalmente diferentes:

- En primer lugar se tiene una celda en red regular infinita de combustible (*pin cell*). Representada por una celda aislada de combustible.
- En segundo lugar, un minielemento típico diseñado y tratado con métodos  $S_6$  o probabilidades de colisión, en donde el cambio de valor de las secciones eficaces de la misma barrita anterior (pero ahora en una disposición diferente) viene provocado por la diferente forma del espectro del flujo. Este cambio

espectral viene ocasionado principalmente por el tipo de celda central del minielemento.

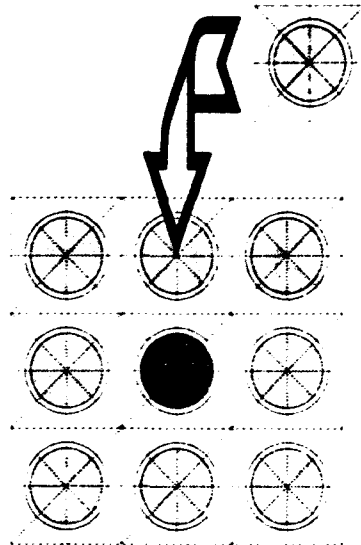


Figura 9.1: Esquema representativo de análisis de vecindad en celdas de tipo combustible.

Por lo tanto, el objetivo ha consistido en buscar una correlación que permita reproducir las secciones eficaces microscópicas y macroscópicas para cada tipo de celda. Sin embargo, el problema consiste en determinar el parámetro que correlacione sus valores y que sea reproducible en el código de difusión neutrónico.

Para llegar a la obtención de estos factores de vecindad se analizaron un conjunto de parámetros que pudieran identificar el cambio de las secciones eficaces por efecto de la vecindad. Es necesario recordar el rango de energías y los grupos que se utilizan. Se trabaja con un modelo de secciones eficaces en dos grupos de energía. WIMS permite trabajar con un mayor número de grupos, pero COBAYA emplea el modelo de difusión con secciones eficaces condensadas en dos grupos. El valor de la energía de corte del rango térmico es de 0,625 eV. Según esto, el rango rápido cubre un espectro muy amplio y muy diferente: el espectro en la zona de resonancias y el epitérmico.

- Enseguida se encontró el factor de vecindad para el grupo térmico, mediante el *buckling* local de la celda, dando esperanzas en el desarrollo de esta formulación.
- Sin embargo, los efectos de vecindad en el grupo rápido son bastante difíciles de tratar, como se analizará a continuación.

Se abrieron distintas líneas de investigación, con el fin de encontrar una solución integrada al grupo rápido:

- Se trabajó en la línea de incrementar el número de grupos de secciones eficaces, dividiendo el espectro en tres zonas de energía: zona térmica (de 0 a 0.625 eV), zona de resonancias y zona epitérmica.
  - Básicamente el modelo consistió en la utilización de una teoría de tres grupos de energía en donde las secciones eficaces para una determinada reacción  $x$  tienen tres componentes:  $\Sigma_x^{\text{térmico}}$ ,  $\Sigma_x^{\text{resonancias}}$  y  $\Sigma_x^{\text{epitérmico}}$ . La obtención de modelos de correlaciones de estos factores tiene la misma estructura que el modelo en dos grupos, salvo que es necesario incorporar un nuevo parámetro, la relación de flujo epitérmico a flujo de resonancias ( $\phi^{\text{epitérmico}}/\phi^{\text{resonancias}}$ ), factor de condensación de tres grupos de energía a la teoría de dos grupos que pueda ser incorporada a COBAYA.
  - En una primera aproximación, los efectos locales estaban mejor tratados mediante esta nueva parametrización. Se incrementó la información contenida en las secciones eficaces. Por ejemplo, el efecto de aumentar la temperatura de combustible afectará fundamentalmente a la absorción en la zona de resonancias, y de igual manera el factor Dancoff afectará mucho más a esta zona que al resto del espectro. En efecto, el modelo en dos grupos de energía supone, respecto a un tratamiento en tres grupos de energía, una pérdida de información. El proceso de condensación energética consiste en incluir bajo una misma variable condensada, un amplio comportamiento de tipo espectral.
  - Sin embargo, el efecto de vecindad no es posible separarlo en grupos energéticamente diferentes cuando el error se transmite al factor de condensación, para pasar del cálculo de tres grupos a dos grupos. Es decir, el ratio de flujos comentado en el apartado anterior, incorpora todo el error de la vecindad.
- Se continuó en la línea de identificar otro tipo de parámetros que permitiesen mejorar la correlación mateniendo dos grupos de energía. Ya se había utilizado el factor de *buckling* del grupo rápido, y los resultados no eran todo lo satisfactorio que se deseaban. Se encontró por ejemplo, una fuerte dependencia con el poder de moderación de la zona periférica mediante el valor de la dispersión macroscópica, pesada respecto a las celdas vecinas en función de la distancia. Sin embargo, la dificultad de reproducir este factor en COBAYA limitaba su utilización.
- Esta dependencia de las secciones eficaces del grupo rápido respecto a un parámetro más global que local, indicaba la necesidad de buscar un parámetro

que integrase el efecto de las fugas del medio de manera más amplia, espacialmente hablando. Este efecto es debido al mayor recorrido libre medio de los neutrones del grupo rápido: como consecuencia de dicho efecto, el rango espacial debe ampliarse a las celdas más próximas de la barra analizada.

- Retomando esta idea de globalidad del efecto sobre las secciones eficaces se analizó el efecto de vecindad respecto a una dependencia conjunta a través de los *buckling* local y del modo fundamental del conjunto en donde se encontraba la celda. Mejorando considerablemente la correlación.
  - La causa de esta imposibilidad de tratamiento mediante un único parámetro en el rango rápido es debida a la fuerte interacción espectral que ocurre en este rango de energías. Si se estudia con detalle la figura 9.2. (en esta figura se analiza el efecto del espectro de energía de los neutrones en una barra de combustible en función de la vecindad de otro tipo de barra: waba, agua, control, ...) se observa que para el caso de un waba, el espectro cambia su forma en el rango de resonancias:
    - \* Para energías menores de 1 eV, el espectro tiene un comportamiento parecido al caso de control. El espectro térmico disminuye fuertemente por efecto de absorción de neutrones.
    - \* Sin embargo, para energías superiores a 1 eV el espectro cambia y se observa el efecto de la cola de moderación debido a la presencia del agua en el interior del waba. Tomando el espectro la forma del tubo guía.
  - Según este sencillo ejemplo, no existe un parámetro único que represente a todos los fenómenos de vecindad en el grupo rápido. Esto es debido a que cubre un rango del espectro demasiado amplio y con una fuerte estructura interna.
- No existe bibliografía sobre el tratamiento de la vecindad como parámetro que afecte internamente al cálculo local de las secciones eficaces. Han aparecido algunos intentos de formulación en un cálculo nodal del núcleo, para tratar de introducir correcciones sobre las secciones eficaces de tipo nodal. Estas primeras correcciones se incorporaron en sistemas típicos donde el flujo nodal tiene un fuerte gradiente en la interfase entre nodos vecinos, característico en elementos MOX. En éstos se incluyen correcciones sobre las secciones macroscópicas debidas a la fuerte interacción espectral y al gradiente de flujo entre elementos MOX y de UO<sub>2</sub>. [69]

## 9.1 Cambios espectrales en los grupos de energía debidos al efecto de vecindad.

Se trata de evaluar los efectos espectrales debidos al cambio de las condiciones de vecindad de la celda de combustible. Los cambios en las secciones eficaces en dos grupos de energía y los factores de discontinuidad de red regular, son físicamente debidos a los cambios de las fugas tanto a nivel local (donde tiene importancia el grupo térmico) como a nivel global (donde tiene importancia el grupo rápido).

### 9.1.1 Cambio espectral local.

Se hace un cálculo en diferentes configuraciones en las que se puede encontrar una barra de combustible en el interior de un elemento de combustible: situada al lado de un tubo guía, barras de control y absorbente consumible (wabas o gadolinios).

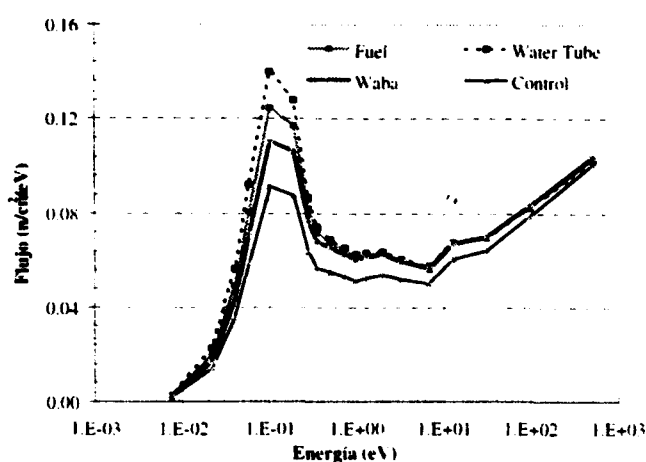


Figura 9.2: Espectro del flujo térmico para cuatro casos diferentes de vecindad.

En la figura 9.2, se observa la diferente evolución del espectro del flujo neutrónico en una celda de combustible que se encuentra junto a otra diferente. Cuando la celda es un tubo guía, la moderación es mayor, tomando un máximo en el espectro térmico. Sin embargo, cuando se pone una barra de control la absorción de neutrones térmicos es tan grande que el espectro Maxwelliano se reduce fuertemente en el combustible.

Esta diferencias en el espectro del flujo afectan directamente a la condensación y cálculo de las secciones eficaces efectivas en cada grupo de energía, puesto que la condensación se hace con este tipo de espectro. Por lo tanto, en secciones del tipo  $\sim 1/v$  dependiendo del espectro de condensación se tendrán unos valores mayores o menores.

Desde luego, el análisis del cambio de las secciones eficaces está íntimamente unido al cambio medio del espectro, del nivel promedio térmico para las secciones térmicas y del nivel promedio rápido para las secciones rápidas. Se puede comprobar este efecto, si se comparan las secciones eficaces con los flujos promediados en cada grupo, para ello se pueden emplear el promedio más clásico de grupo, utilizando  $\sim 1/v$ , es decir, la sección eficaz del boro.

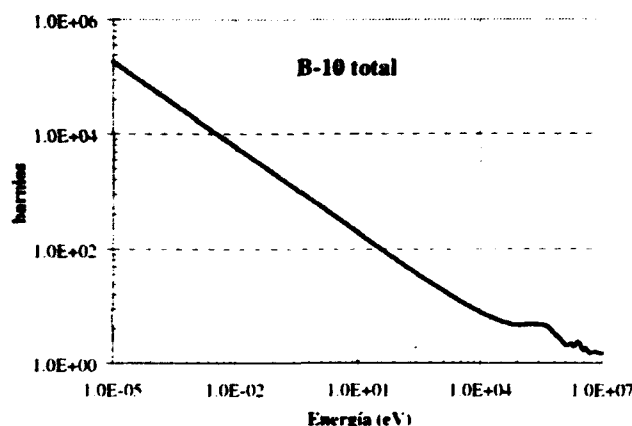


Figura 9.3: Sección eficaz de absorción térmica total del boro 10.

Utilizando esta sección eficaz promedio en dos grupos de energía en función del espectro característico originado por la vecindad, se pueden correlacionar las secciones eficaces del grupo rápido y térmico, según se observa en las figuras 9.4 y 9.5.

Se han analizado diversos casos de vecindad mediante un modelo de transporte  $S_N$ , poniendo en la zona central una barrita de: combustible, gadolinio, tubo guía, waba y control. Siendo rodeada por 24 barritas de combustible en tres anillos de 4, 4 y 16 barritas cada uno respectivamente. En las figuras 9.4 y 9.5 se representan los valores de las secciones eficaces de absorción rápida y térmica para los diferentes casos, obteniendo los valores de las correlaciones teóricas para los tres diferentes anillos.

En el grupo térmico (figura 9.5), tanto para los tres anillos, como para los diferentes tipos de vecindad existe una correlación única y ajustable, utilizando un valor promedio de la velocidad de los neutrones en el grupo térmico.

Como conclusión, se pone de manifiesto que mientras en el grupo térmico la parametrización es correcta, se puede apreciar la estructura del grupo rápido, donde no hay tendencia común de los diferentes casos. Según este razonamiento se analizó cuál es el efecto de cambiar la energía de corte a los 4 eV. (ver figuras 9.6 y 9.7) quedando ahora una correlación mucho más ajustada para el grupo rápido, con el inconveniente ya comentado de disminuir la precisión del tratamiento de la

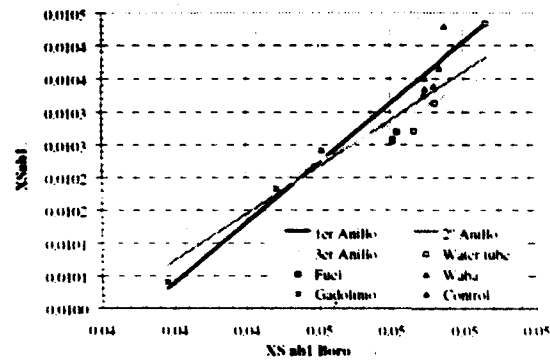


Figura 9.4: Sección eficaz de absorción rápida promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 0.625 eV.

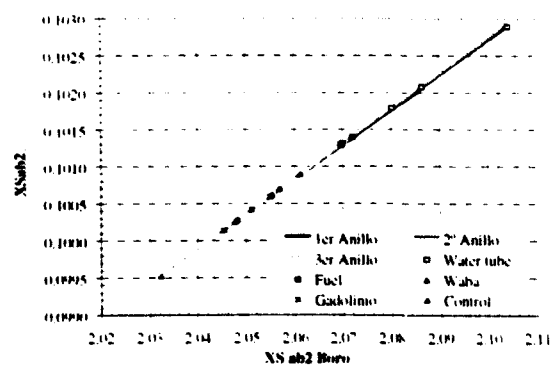


Figura 9.5: Sección eficaz de absorción térmica promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 0.625 eV.

historia espectral. (ver apartado 8.2.1)

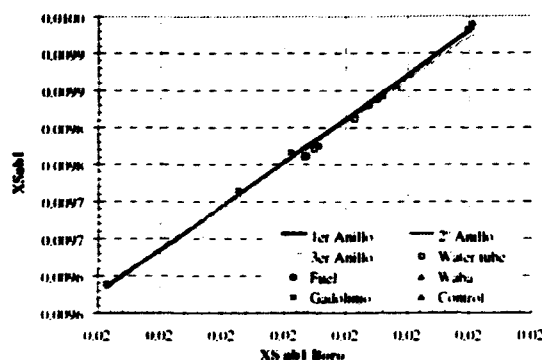


Figura 9.6: Sección eficaz de absorción rápida promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 4.0 eV.

Para el grupo térmico la correlación sigue siendo válido para los tres anillos y para los diferentes efectos de vecindad estudiados. (ver figura 9.7)

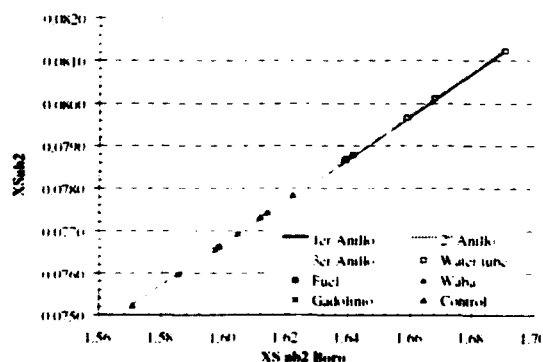


Figura 9.7: Sección eficaz de absorción térmica promediada con la sección eficaz microscópica rápida del boro. Corte a 4.0 eV.

### 9.1.2 Cambio espectral global.

En cuanto al análisis de tipo global es interesante analizar el cambio de las secciones eficaces cuando cambia el valor global de las fugas nodales, apreciando que el efecto es más importante en las secciones rápidas, pero la correlación es prácticamente lineal con todas.

Se puede establecer la influencia de las fugas nodales en la condensación de las secciones eficaces. El cambio del espectro cuando cambian las fugas mediante un



## 9.1 Cambios espectrales en los grupos de energía debidos al efecto de vecindad.155

cambio de *buckling* viene dado según la figura 9.8. En donde se observa que al aumentar las fugas disminuye el espectro térmico.

La forma de cálculo en los dos casos se realiza con las opciones del código de transporte que permite introducir la búsqueda del *buckling* crítico, o bien, tomar un valor fijo de fugas y realizar el cálculo del flujo con esta opción.

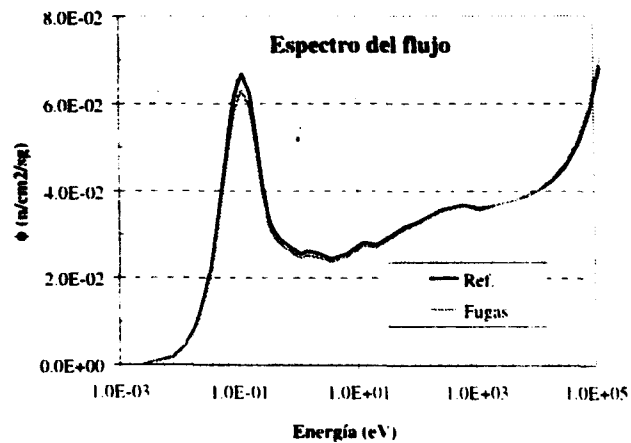


Figura 9.8: Espectro del flujo en condiciones de fugas neutrónicas diferentes.

En las figuras 9.9 y 9.10 se representan las diferencias de las secciones eficaces respecto al cambio de fugas nodales, para las diferentes configuraciones de los típicos minielementos. Se aprecia la linealidad con el cambio de las fugas globales. El efecto es válido tanto para las secciones eficaces rápidas como para la térmicas.

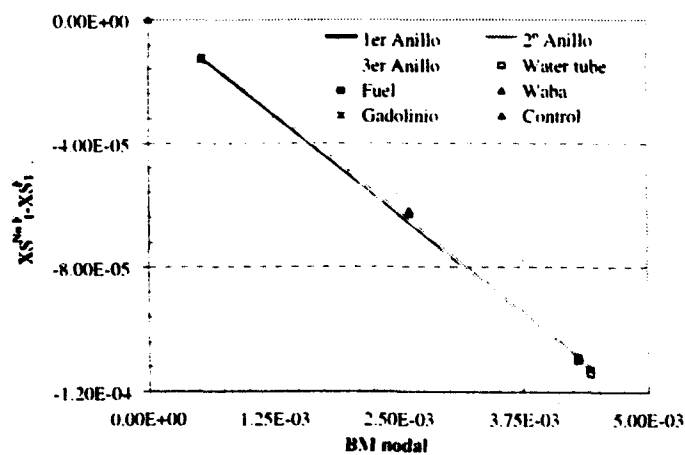


Figura 9.9: Cambio de la sección eficaz de absorción rápida vs variación de fugas globales.

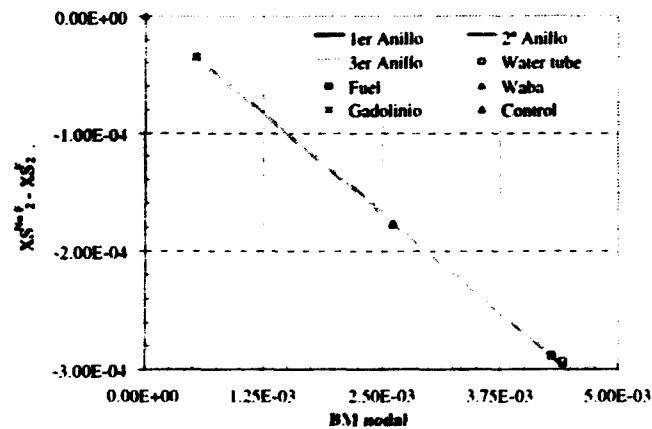


Figura 9.10: Cambio de la sección eficaz de absorción rápida vs variación de fugas globales.

Una conclusión importante derivada es la validez de la correlación para los tres anillos de celdas combustibles, lo que permite justificar la unicidad del modelo de la correlación.

### 9.1.3 Factores de discontinuidad.

Los factores de discontinuidad calculados según la formulación original desarrollada por J.M. Aragonés y C. Ahnert, forman parte de la formulación de difusión sintética en diferencias finitas lineal y discontinua. Los factores de discontinuidad son calculados para cada tipo de celda, y se asignan como una sección más a la hora de realizar la parametrización de manera conjunta.

Por simplicidad se toman (ver figuras 9.11 y 9.12) valores unitarios en las celdas de combustible. Tomando especial interés en función del quemado, sobretudo en los casos de gadolinio, waba, control y tubo guía.

El efecto en los dos grupos de energía es más acusado en aquellos casos donde el flujo sufre una mayor perturbación: celdas de control. En este caso, incluso el flujo rápido sufre un gradiente acusado entre las diferentes barritas. De ahí, que los factores de discontinuidad rápidos se modifican mucho más que en el resto de casos.

En el grupo rápido no se observan modificaciones importantes con el quemado. Sin embargo, en el grupo térmico los efectos son más acusados, sobretudo en el caso del gadolinio en donde se observa cómo al irse quemando con el tiempo se produce una modificación del mismo, hasta alcanzar un valor constante.

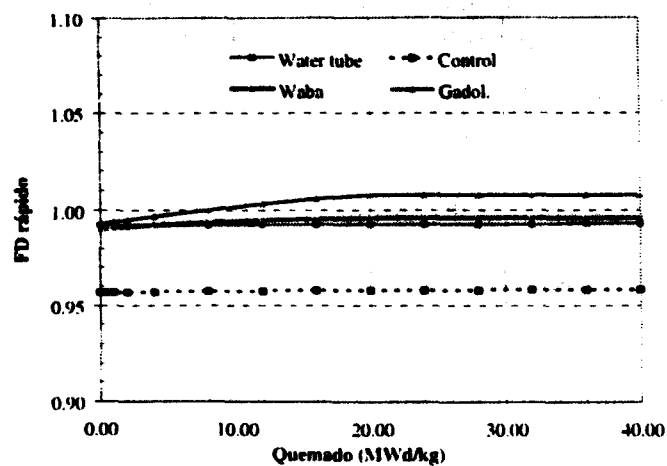


Figura 9.11: Factores de discontinuidad del grupo rápido vs quemado.

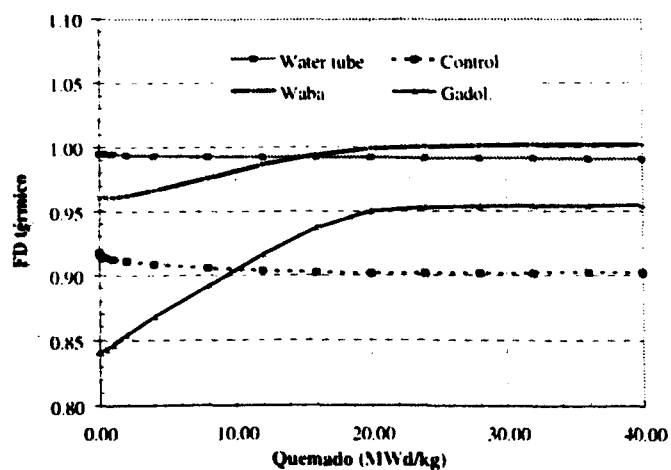


Figura 9.12: Factores de discontinuidad del grupo térmico vs quemado.

Como ejemplo sencillo se analiza la distribución de potencia y reactividad en una estructura de 5x5 celdas de combustible con un waba en la celda central. figura 9.13. El cálculo se ha realizado con un código de difusión. al que se añade la posibilidad de utilizar los factores de discontinuidad locales. El análisis comparativo se realiza con el modelo de probabilidades de colisión (PIJ).

El efecto de introducir los factores de discontinuidad sólo en la celda central es analizado desde dos puntos de vista:

- Variación de la reactividad del conjunto.
- Variación de la distribución de flujo y potencia en cada celda.

Los factores de discontinuidad disminuyen las diferencias de reactividad del conjunto, y aunque las diferencias en las distribuciones de potencia de las barras de combustible eran aceptables, sí que interesa reducir las diferencias de flujo en la celda central. Factor que va a indicar la forma de quemado del waba.

Diferencias:		Reactividad	
		(pcm)	
Sin fds		27.4	
Con fds		-5.2	

<div> <div>Flujo (%)</div> <div>-2.3</div> <div>-0.2</div> </div>					
Flujo (%)	Pot. (%)	Flujo (%)	Pot. (%)	Flujo (%)	Pot. (%)
0.1	-0.2	0.3	-0.2	0.3	0.0
-0.1	-0.2	0.1	-0.2	0.1	0.0

Figura 9.13: Diferencias de flujo y potencia al introducir los factores de discontinuidad.

## 9.2 Efectos de vecindad mediante nuevos índices de vecindad.

Mediante un análisis detallado de configuraciones típicas de las celdas de combustible en el interior de los elementos de agua a presión, se han obtenido correlaciones

lineales bastante precisas para las secciones eficaces del grupo térmico, en donde los efectos de vecindad son más fuertes. El objetivo ha sido determinar cuál es el parámetro local, obtenido en el cálculo de difusión, que permite correlacionar las secciones eficaces calculadas previamente, en el cálculo de elemento combustible.

Se definió entonces el *buckling* del grupo térmico como variable básica de parametrización de la vecindad en el grupo térmico. (ver figura 9.14)

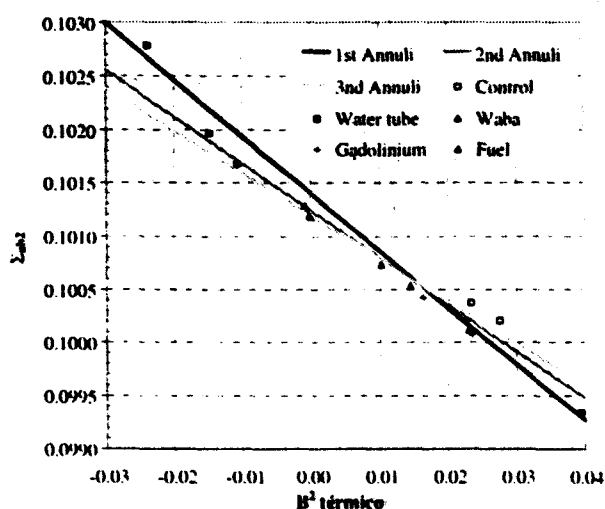


Figura 9.14: Variación de la sección eficaz de absorción térmica con el buckling local térmico.

En el grupo rápido los efectos son más complejos, pero de ninguna manera despreciables. Se ha realizado una parametrización separable en función de tres variables que afectan a las secciones en el grupo rápido:

- Factor Dancoff, que influye en la sección de absorción rápida.
- *Buckling* local del grupo rápido.
- *Buckling* del modo fundamental a nivel nodal, debido a la mayor difusión de los neutrones rápidos.

Con la introducción de estos parámetros de vecindad se obtienen correcciones de las secciones eficaces, que introducen un carácter no lineal, pero a la vez muy simple en el cálculo de las secciones eficaces.

Este efecto espectral de vecindad se puede aplicar a dos minielementos con 3x3 y 5x5 celdas respectivamente, en donde se cambia la celda central (tubo guía, waba o gadolinio). La desviación en la reactividad de la celda de combustible, al introducir estos índices se traduce en errores en las diferentes configuraciones con una desviación media de  $\pm 60$  pcm, como se observa en la figura 9.15.

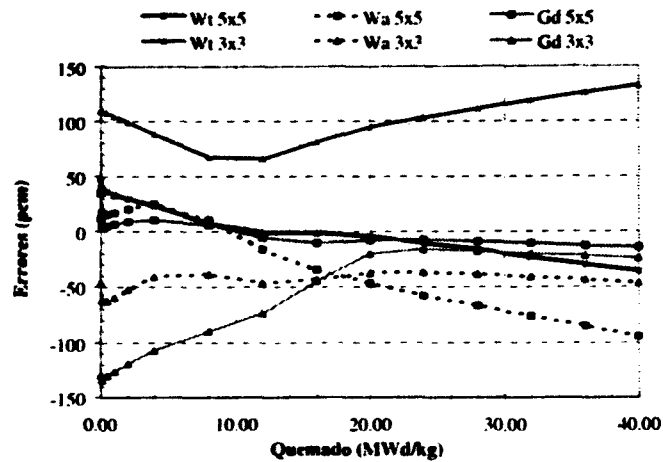


Figura 9.15: Errores en reactividad en los diferentes casos de vecindad.

Una característica importante de este modelo es la acotación de los errores a lo largo del quemado, de manera que se mantienen dentro de una banda de desviación aceptable.

El siguiente paso será determinar la influencia de las variables de tipo local en estos parámetros, observando cómo el índice de vecindad no cambia su pendiente con el cambio local de estos parámetros. En la figura 9.16 se aprecia el efecto de variación de la sección eficaz macroscópica del grupo térmico en función del parámetro de *buckling* térmico, en tres condiciones de densidad diferentes.

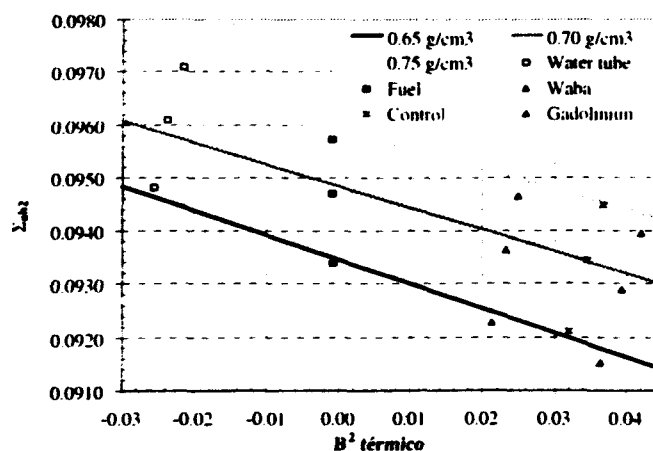


Figura 9.16: Variación de la sección eficaz térmica con el Bth vs densidad del refrigerante.

En este mismo sentido, la parametrización de las secciones eficaces con el factor

Dancoff apenas cambia con la variación local de densidad. En la figura 9.17 se ha representado el efecto del cambio del Dancoff sobre la sección eficaz macroscópica de absorción del grupo rápido. Es bastante lineal con el Dancoff, y no cambia de pendiente en los tres casos de densidad analizados.

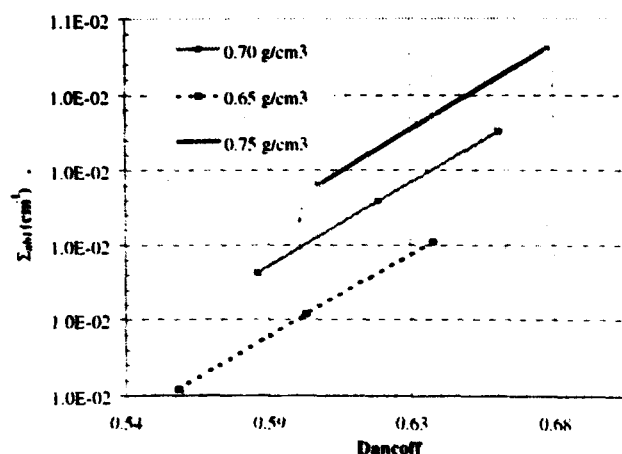


Figura 9.17: Variación de la sección eficaz de absorción rápida vs Dancoff a diferentes densidades.

### 9.3 Factor Dancoff.

El tratamiento del factor Dancoff en las barras de combustible es importante cuando se quiere evaluar correctamente la absorción en resonancias del  $U^{238}$  que realiza el código WIMS. Este efecto es directamente proporcional al cambio de la sección eficaz macroscópica del grupo rápido. El factor Dancoff ha sido parametrizado en función de las variables locales (densidad, temperatura del combustible, concentración de boro y temperatura del moderador) permitiendo obtener su evolución respecto a estas variables.

Cuando el factor Dancoff se evalúa en un elemento de combustible, la posición de la barra es determinante para su cálculo. Depende del número de vacantes y de la posición respecto al agua existente entre elementos. Las correcciones respecto a la posición y número de vacantes no son en absoluto despreciables y por lo tanto se deben tener en cuenta. [58]

En el apartado 4.5 se analizaban los diferentes modelos de cálculo de los factores Dancoff. En base a estos modelos se ha realizado un conjunto de mejoras incorporadas a los mismos, con el objetivo de afinar la precisión en el cálculo.

### 9.3.1 Mejoras en el método de Sauer.

El primer modelo analizado para estudiar el factor Dancoff es el método de Sauer. Para la obtención de la sección eficaz macroscópica de dispersión de la vaina se puede utilizar la formulación desarrollada por Goldstein y Cohen. El tratamiento detallado de las integrales de resonancia aproximadas está basado en el método  $\lambda$ . Se trata de evaluar la sección eficaz potencial de dispersión, en donde los coeficientes utilizados tienen en cuenta la masa de los constituyentes y la contribución relativa a las resonancias estrechas y las aproximaciones finitas de masa. Así se obtiene una formulación dada por:

$$\Sigma_{po} = \sum_j \lambda_j N_j \sigma_{pj} \quad (9.1)$$

Los factores  $\lambda_j$  utilizados en este tratamiento, dependen por lo tanto del tipo de isótopo, y han sido tomados de la referencia de WIMS:

H	1.0	Cr	.68	Zr	.220
B	.97	Mn	.0	U235	.196
C	.94	Fe	.50	U238	.188
O	.94	Ni	.63	Pu239	.200

Tabla 9.1: Factores de Goldstein y Cohen utilizados en WIMS.

En la figura siguiente, 9.18, se aprecia la diferencia de los factores Dancoff mediante los diferentes modelos de cálculo para celdas en red regular, en función de la densidad relativa respecto a condiciones de referencia. Se aprecia una pequeña variación debida a que los tres modelos analizados tienen diferencias en cuanto a la metodología.

### 9.3.2 Mejoras en el método PIJ.

En la práctica convencional del tratamiento de resonancias, se desprecia la interacción entre barritas vecinas a la hora de obtener el factor Dancoff. Por lo tanto, las integrales de resonancia no tendrán en cuenta este fenómeno.

De hecho la corrección Dancoff, sólo es estricta si el combustible se considera totalmente negro. Por ello es interesante comparar los factores Dancoff obtenidos para una red regular con una disposición heterogénea de vacantes con los resultados obtenidos mediante probabilidades de colisión.

Se ha realizado una revisión del modelo utilizado por WIMS. El método PIJ-Dancoff utiliza un grupo principal de transporte con el que se realiza el cálculo



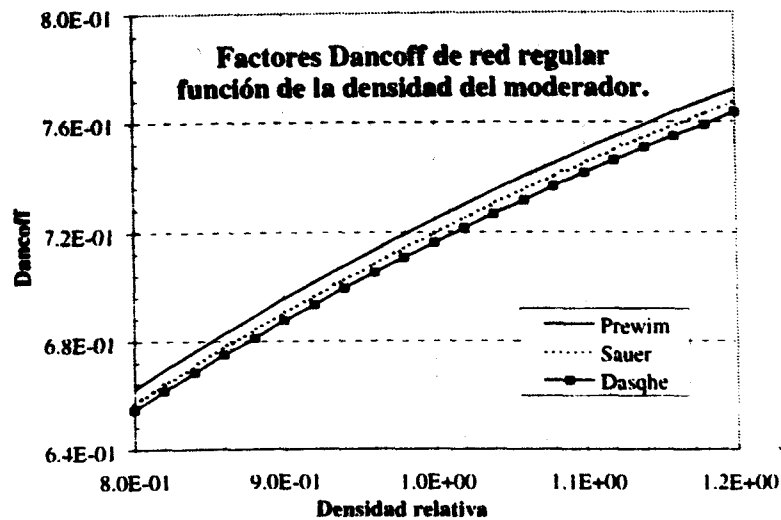


Figura 9.18: Factores Dancoff en red regular.

de probabilidades de colisión. De los 13 grupos de resonancia se toma el grupo 10 como referencia.

Se obtienen para cada uno de los grupos de resonancia los valores calculados del Dancoff para una red infinita y regular ( $D_m$ ) y el Dancoff medio ( $D_{ave}$ ) para una geometría llamada de tipo *cluster*. Este tipo de Dancoff incluye el anillo más externo de celdas de combustible. Según esto,  $D_{ave} > D_m$ . Para el caso típico de un elemento combustible de 17x17 tubos guía, con 3.6 w/o, se obtuvieron los valores de  $D_m$  y  $D_{ave}$  dados en la tabla 9.2.

Grupo de Resonancia	$D_m$	$D_{ave}$	Grupo de Resonancia	$D_m$	$D_{ave}$
1	.59882	.63690	8	.60939	.64813
2	.60285	.64118	9	.60942	.64818
3	.60645	.64501	10	.60947	.64823
4	.60937	.64812	11	.61007	.64886
5	.60936	.64811	12	.61095	.64979
6	.60975	.64852	13	.61227	.65120
7	.61107	.64993			

Tabla 9.2: Valores de  $D_m$  y  $D_{ave}$  por grupo de resonancia.

Con esta versión de PIJ-Dancoff, los factores Dancoff se obtienen y aplican en todos los grupos, tomando como referencia el calculado para el grupo 10 de

resonancias.

El paso siguiente es asignar una función de peso a cada material combustible según su posición, geometría y composición. Se asigna un peso proporcional respecto a los valores en condiciones de red regular (PINN) o media del elemento (POUT). Estos efectos están normalizados respecto al valor mínimo de Dancoff, al que se le asocia el valor de red regular infinita que coincide prácticamente con el calculado por el procedimiento Dasqhe. La discrepancia en los valores Dancoff de celda de red infinita viene dada por el diferente tratamiento de la vaina en los dos modelos.

### 9.3.3 Factores para celdas junto a vacantes.

Las celdas de combustible próximas a vacantes se obtienen a partir de la definición del  $D_{\infty}$ , calculado para la red de celdas con un paso entre barras de  $p$  y el valor de  $D_{p\sqrt{2}}$ .

Utilizando la metodología de PIJ para elemento de combustible, con la opción de PIJ-Dancoff se determinan los factores para cada celda del elemento. Se ha desarrollado una correlación simple con el fin de evaluar los coeficientes definidos en la fórmula anterior.

$$D_{\text{lado}} = a \cdot D_{\infty} + b \cdot D_{p\sqrt{2}} \quad (9.2)$$

Los coeficientes  $a$  y  $b$  se obtienen a partir de una solución de mínimos cuadrados, tomando como número de puntos el conjunto de celdas del elemento.

$$\begin{bmatrix} D_{\infty}^1 & D_{p\sqrt{2}}^1 \\ D_{\infty}^2 & D_{p\sqrt{2}}^2 \\ \dots & \dots \\ D_{\infty}^N & D_{p\sqrt{2}}^N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a & b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{\text{lado}}^1 \\ D_{\text{lado}}^2 \\ \dots \\ D_{\text{lado}}^N \end{bmatrix} \quad (9.3)$$

Para las barras de lado y esquina:

$$\begin{cases} D_{\text{lado}} = 0.75 \cdot D_{\infty} + 0.25 \cdot D_{p\sqrt{2}} \\ D_{\text{esquina}} = 0.83 \cdot D_{\infty} + 0.17 \cdot D_{p\sqrt{2}} \end{cases} \quad (9.4)$$

### 9.3.4 Efecto del agua entre elementos sobre el factor Dancoff.

Para tratar las celdas que están en la periferia del elemento se distingue entre celdas en periferia y celdas en esquina, debido a que éstas estarán rodeadas de

mayor cantidad de agua. La parametrización para estos dos tipos de celdas es la siguiente:

$$\begin{cases} D_{\text{periferia}} = 1 - (1 - D_{\infty}) \cdot [0.65 + 0.15 \cdot T(Z) + 0.20 \cdot T(Z2)] \\ D_{\text{esquina}} = 1 - (1 - D_{\infty}) \cdot [0.40 + 0.30 \cdot T(Z) + 0.30 \cdot T(Z2)] \end{cases} \quad (9.5)$$

Donde se definen:

$$\begin{cases} Z = \Sigma_{pm} \cdot (P_a - n \cdot p) & = \text{longitud en recorridos libres medios del strap} \\ \begin{cases} \Sigma_{pm} & = \text{secc. eficaz macrosc. potenc. moderador} \\ P_a & = \text{paso entre elementos} \\ n & = \text{número barritas} \\ p & = \text{paso entre celdas} \end{cases} \\ \begin{cases} T(Z) = 2 \cdot E_3(Z) \\ Z2 = \sqrt{2} \cdot Z \end{cases} & = \text{probabilidad de transmisión de un neutrón} \end{cases}$$

El correcto tratamiento del Dancoff en las celdas situadas en la periferia de los elementos es importante a la hora de evaluar tanto la  $k_{\infty}$  como la distribución de potencias en el elemento.

### 9.3.5 Efecto del reflector en el Dancoff.

En las celdas de la periferia del núcleo se ha incluido también el efecto del Dancoff. Para ello se han supuesto tres posibles casos, dependiendo de la cantidad de celdas de reflector que rodeen a este tipo de barritas combustibles:

$$\begin{cases} D_{\text{esquina-ext}} = (5 \text{ vacantes}) = 1 - 3/8 \cdot (1 - D_{\infty}) \\ D_{\text{esquina-int}} = (1 \text{ vacantes}) = 1 - 7/8 \cdot (1 - D_{\infty}) \\ D_{\text{bdo}} = (3 \text{ vacantes}) = 1 - 5/8 \cdot (1 - D_{\infty}) \end{cases} \quad (9.6)$$

Por supuesto, en este tipo de barritas no se alcanzan valores de picos de potencia considerables, pero un correcto tratamiento de efectos de tipo espectral puede disminuir la incertidumbre de estas celdas en ciclos posteriores, cuando estos elementos se disponen en posiciones centrales del núcleo.

Este factor Dancoff afectará fundamentalmente a la sección eficaz macroscópica de absorción en el grupo rápido. Su influencia en las capturas resonantes será fundamental para evaluar el correcto tratamiento de la formación de plutonio en el combustible y su influencia en las secciones eficaces.

### 9.3.6 Ejemplos de Dancoff mediante PIJ Dancoff.

Análisis con la formulación de PIJ-Dancoff para el caso de diferentes tipos de elementos combustibles (el Dancoff regular calculado mediante Dasqhe es 0.619).

0.664 0.636
0.663 0.649 0.632
0.669 0.673
0.662 0.645 0.639 0.663 0.671
0.668 0.645 0.641 0.667 0.688
0.669 0.669 0.693 0.667 0.637
0.672 0.633 0.633 0.676 0.641 0.612 0.613 0.617
0.635 0.640 0.648 0.643 0.646 0.644 0.641 0.637 0.656

Figura 9.19: Factores Dancoff para un elemento 17x17 con tubos guía.

0.664 0.637
0.663 0.654 0.637
0.680 0.682
0.672 0.650 0.644 0.673 0.681
0.678 0.650 0.646 0.677 0.703
0.678 0.679 0.707 0.676 0.642
0.682 0.637 0.637 0.686 0.645 0.613 0.614 0.617
0.635 0.640 0.648 0.643 0.647 0.644 0.641 0.637 0.656

Figura 9.20: Factores Dancoff para un elemento 17x17 con 24 wabas.

Como se puede observar mediante el tratamiento detallado de PIJ, las diferencias de los factores Dancoff no cambian de manera apreciable en los dos casos expuestos anteriormente, si bien las distribuciones de flujo internamente en el combustible cambian fuertemente.

Los valores calculados son idénticos en los dos casos (elemento con tubos guía y elemento con wabas) para barritas que se encuentran junto a vacantes de tubos guía, barritas en la periferia del elemento y aquellas que no están rodeadas de

	0.00	-0.16							
	0.00	-0.77	-0.79						
		-1.64	-1.34						
	-1.51	-0.78	-0.78	-1.51	-1.49				
	-1.50	-0.78	-0.78	-1.50	-2.18				
		-1.35	-1.49		-2.02	-1.35	-0.78		
	-1.49	-0.63	-0.63	-1.48	-0.62	-0.16	-0.16	0.00	
	0.00	0.00	0.00	0.00	-0.15	0.00	0.00	0.00	0.00

Figura 9.21: Diferencias en % de los factores Dancoff para dos elementos 17x17, uno con 24 tubos guía y el otro con 24 wabas.

ningún tipo de vacante. Los factores cambian cuando se trata de vacantes fuertemente absorbentes, tales como wabas, donde la fuerte variación del flujo provoca un cambio de las absorciones en las resonancias, modificando el valor del factor Dancoff. Como se puede observar en la figura 9.21 hay un aumento relativo del Dancoff en el caso de wabas, debido a que el flujo de los neutrones está más endurecido, y por lo tanto las capturas resonantes aumentarán.

Por supuesto, un tratamiento mediante una geometría de tipo cluster no sería capaz de diferenciar esta variación en el elemento. Este modelo calcula de manera simplificada unos valores de Dancoff promedio para las celdas internas del combustible y otros valores diferentes para las celdas en la periferia del elemento.

## 9.4 Análisis y tratamiento del agua entre elementos.

Para el correcto tratamiento de las celdas en la periferia del elemento se necesita una modelización diferente que permita tener en cuenta la mayor cantidad de agua existente en estas celdas. Por lo tanto, serán dos los efectos fundamentales que son necesarios tratar cuando se quiere evaluar correctamente la distribución de potencia en la periferia de los elementos: efecto Dancoff y aumento del volumen de agua.

### 9.4.1 Análisis del efecto del agua entre elementos.

Será necesario distinguir entre barritas de lado o de esquina del elemento, diferenciando el efecto según su posición relativa. Por lo tanto, las correcciones que se precisan respecto a las celdas que se encuentran en el interior del elemento son:

#### 1. Corrección Dancoff. (comentada en el apartado 9.3)

La separación entre elementos conlleva la presencia de una mayor cantidad de agua que afecta directamente al valor del factor Dancoff. Esta corrección del Dancoff permite obtener los valores de dicho factor en función de la posición de la barrita y de las propiedades físicas de la celda. Las correlaciones se obtienen previamente, y con ellas se pueden obtener más detalladamente las secciones eficaces de estas barritas de combustible (principalmente la sección eficaz de absorción rápida).

Para tener en cuenta el efecto del Dancoff en este tipo de barritas se ha analizado un *color-set* de 2 elementos bastante diferentes, un elemento quemado que ha tenido wabas en el ciclo previo, y un elemento fresco con wabas. Se comparan los resultados del *color-set* con y sin el efecto del agua entre elementos. La distribución de factores Dancoff dentro de los elementos es prácticamente la misma, y en la región entre elementos viene fuertemente afectada por el aumento de moderador. En la figura 9.22 se aprecia el efecto de este incremento de agua en el *color set*. Las conclusiones que se pueden deducir al analizar estos factores son:

- En primer lugar, el Dancoff apenas cambia con el quemado.
- El efecto del agua entre elementos produce un fuerte incremento del Dancoff en las barritas de la periferia, con un valor que llega al 3.5% para las celdas de lado, llegando al 6.1% en las barritas de esquina.
- Este efecto de aumento del Dancoff, provoca un incremento de la sección eficaz de absorción rápida y por consiguiente una disminución de la reactividad local de estas barritas.

#### 2. El efecto de volumen adicional del agua entre elementos.

El efecto del agua extra entre elementos, debe ser tratado de forma detallada en los análisis de cálculo de elemento. Este incremento de volumen de agua produce un aumento de la moderación en estas barritas, que hace que las secciones eficaces cambien de manera substancial, cambiando la forma del espectro y por tanto la relación flujo rápido a térmico.

Analizando el ejemplo previo del *color-set*, este cambio de volumen de moderador se traduce en un incremento global de la moderación del *color-set*. El valor de la  $k_{\infty}$  del conjunto cambia fuertemente:

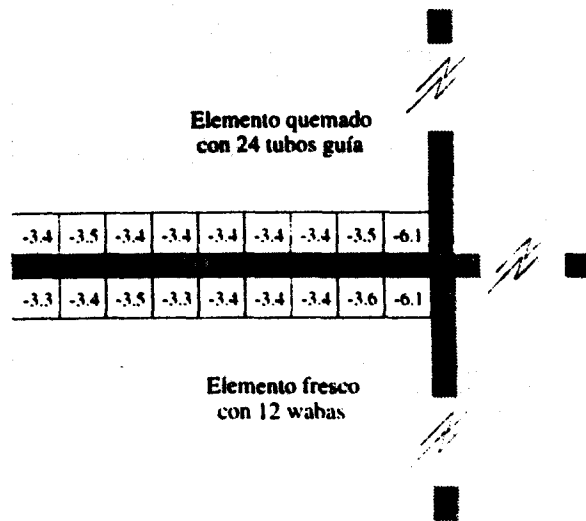


Figura 9.22: Diferencias del factor Dancoff en la interfase entre elementos:  $(D_{sin} - D_{con})/D_{sin} \cdot 100 \%$ .

$k_{\infty}$ sin strap	= 1.11345
$k_{\infty}$ con strap	= 1.11582

#### 9.4.2 Tratamientos del efecto del agua entre elementos.

El correcto tratamiento del espacio entre elementos es bastante complicado, y los diferentes códigos utilizan simplificaciones, válidas en primera aproximación, que permiten determinar las distribuciones de flujo y potencia locales de estas barritas.

Es interesante comparar tres metodologías para caracterizar el grado de acuerdo, y el efecto que puede tener su modelización.

##### 1. Tratamiento inicial de COBAYA.

El cálculo del elemento se hace mediante modelos de tipo cluster, con un tratamiento mediante teoría de transporte  $S_6$ , en donde se suponen dos tipos de factores Dancoff distintos:

- Dancoff medio para las celdas del interior del elemento.
- Dancoff externo para las celdas que están en la periferia del elemento.

Por otra parte, se distinguen las celdas en lado y periferia del elemento mediante un proceso de homogeneización de los valores calculados de las barritas del último anillo, con la zona que modela el agua entre elementos (último anillo del cluster). Las secciones eficaces colapsadas se determinan de la siguiente manera:

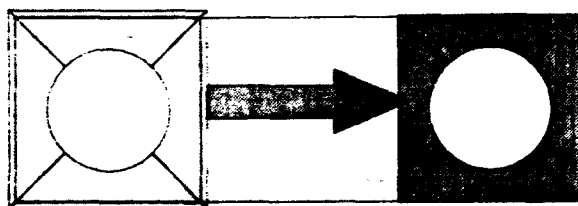


Figura 9.23: Cambio de densidad del moderador aplicado a los sectores de una celda de combustible.

$$\Sigma = \frac{\sum_{i=Zonas} (\Sigma_i \cdot f_i \cdot \phi_i / V_i)}{\sum_{i=Zonas} (f_i \cdot \phi_i / V_i)} \quad \sigma^T = \frac{\sum_{i=Zonas} (\sigma^T_i \cdot N_i \cdot f_i \cdot \phi_i / V_i)}{\sum_{i=Zonas} (f_i \cdot N_i) \cdot \sum_{i=Zonas} (f_i \cdot \phi_i / V_i)}$$

Esta homogeneización de secciones eficaces conserva las tasas de reacción y hace un pesado con el volumen extra de agua que existe entre los elementos diferenciando las celdas de lado y esquina.

Los factores de peso  $f_i$  se obtienen para estas celdas con la siguiente formulación:

$f_{Lado}:$	$\frac{V_{pm}}{V_{celda}} = \frac{p \cdot p}{p \cdot p + p \cdot s}$
$f_{Esquina}:$	$\frac{V_{pm}}{V_{celda}} = \frac{p \cdot p}{p \cdot p + 2 \cdot p \cdot s + s \cdot s}$

( $p$  es el paso de la celda y  $s$  el ancho del espacio entre elementos combustibles).

## 2. Tratamiento original de PIJ (probabilidades de colisión).

El modelo de probabilidades de colisión contempla la posibilidad de definir de forma exacta, el moderador que se encuentra en la zona entre elementos. La forma de discretización del código no permite extender o definir una zona extra rectangular de volumen adyacente a ciertas barras de combustible.

Por lo tanto se ha realizado un estudio de la importancia del cambio de reactividad al cambiar el volumen de moderador de una determinada celda de combustible. Se ha supuesto que el efecto de volumen extra de moderador, puede ser simulado, desde un punto de vista neutrónico, mediante un incremento de la densidad del moderador en los sectores de la celda de combustible. Utilizando la discretización del código de probabilidades de colisión (en geometría anular y de sectores) es fácilmente aplicable el efecto de manera local.

Este incremento de densidad local debe venir definido con un factor en el que se conserve no sólo el volumen de moderador, sino también la cuerda media de la parte afectada. Para ello, se ha propuesto un valor del cambio de densidad dado mediante la fórmula:



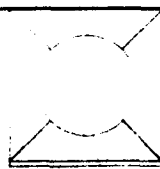
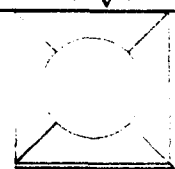
$$\rho_1 = \rho_0 \cdot \frac{A_1}{A_0} \cdot \frac{P_0}{P_1} \quad (9.7)$$

Siendo  $\rho_1$  la nueva densidad.  $\rho_0$  la densidad de referencia.  $A_0$  el área del sector de moderador.  $A_1$  el área del sector y el moderador extra asociado.  $P_0$  y  $P_1$  los perímetros correspondientes.

Para demostrar que el efecto de cambio de densidad es válido. se ha realizado un análisis de una celda de combustible en red regular. donde se hace un cambio de densidad aplicado a todos los sectores de moderador mediante la fórmula anterior. Los resultados fueron los siguientes:

$k_\infty$ inicial	= 1.28470
$k_\infty$ con el factor de cambio $\rho_1 = \rho_0 \cdot \frac{A_1}{A_0}$	= 1.28300
$k_\infty$ con el factor de cambio $\rho_1 = \rho_0 \cdot \frac{A_1}{A_0} \cdot \frac{P_0}{P_1}$	= 1.28449

Aplicando estas mismas ideas a las celdas en lado o en esquina de un elemento combustible. se obtienen unas relaciones simples geométricas. Para los dos tipos mencionados (lado o esquina) se tienen:

Celdas en lado	Celdas en esquina
$A_0 = (p^2 - \pi \cdot r^2) / 4$	$A_0 = (p^2 - \pi \cdot r^2) / 4$
$A_1 = A_0 + p \cdot s$	$A_1 = A_0 + p \cdot s + s^2 / 2$
$P_0 = p + (p / \sqrt{2} - r) \cdot 2 + 2\pi r / 4$	$P_0 = p + (p / \sqrt{2} - r) \cdot 2 + 2\pi r / 4$
$P_1 = P_0 + 2 \cdot s$	$P_1 = P_0 + 2 \cdot s + \sqrt{2} \cdot s$
	

Mediante este análisis se puede obtener la distribución de los factores Dancoff afectados por este cambio de la densidad en los sectores de la periferia. como se puede observar en la figura 9.24.

### 3. Nuevo tratamiento para celdas en lado y esquina.

Este desarrollo ha sido realizado con la idea de mejorar el cálculo de la distribución de potencias en el elemento. Para ello. se ha actuado en los dos sentidos antes señalados:

- Por una parte. se incorpora el factor Dancoff detallado como una correlación diferente por tipo de celda. Se puede obtener una distribución relativa de factores Dancoff que influirá en la distribución de reactividad local de los diferentes tipos de celdas. (ver figura 9.25)

Diferencias de distribuciones Dancoff por barra en % para PIJ.									
8.47	3.91								
8.31	6.03	3.26							
	9.45	9.77							
7.98	5.37	4.40	8.31	9.61					
9.28	5.37	4.72	8.96	12.54					
	9.12	9.28		13.03	8.96	3.75			
9.77	3.26	3.42	10.26	4.72	0.00	0.16	0.65		
3.09	3.91	5.05	4.40	4.89	4.56	4.07	3.42	5.37	

Figura 9.24: Diferencias de distribuciones Dancoff en % respecto al de red regular para PIJ. de un elemento con 24 tubos guía.

Diferencias de distribuciones de Dancoff por barra en % para COBAYA.									
9.07	5.44								
9.07	5.44	5.44							
	9.07	9.07							
9.07	5.44	5.44	9.07	5.44					
9.07	5.44	5.44	9.07	9.07					
	9.07	9.07		9.07	9.07	5.44			
9.07	5.44	5.44	9.07	5.44	0.00	0.00	0.00		
5.81	5.81	5.81	5.81	5.81	5.81	5.81	5.81	5.81	9.72

Figura 9.25: Diferencias de distribuciones de Dancoff en % respecto al de red regular. para un elemento con 24 tubos guía en COBAYA.

- Se incorporan los efectos del incremento de volumen del moderador mediante una variación de la densidad en este tipo celdas. Siendo proporcional al volumen extra, pero conservando las propiedades de la cuerda media en la homogeneización de las secciones eficaces macroscópicas. Este proceso es válido, debido a que las secciones eficaces microscópicas calculadas en el moderador están promediadas con un espectro del flujo, que será en primera aproximación semejante al que se encuentre el agua que existe entre los elementos.

Las secciones eficaces del moderador están calculadas considerando todo el volumen de la celda respecto al volumen del moderador exclusivamente:

$$\sigma_{H_2O} = \frac{\int_{V_{H_2O}} \int_g \phi(E, r) \cdot \sigma_{H_2O}(E) dE dV}{\int_{V_{celda}} \int_g \phi(E, r) dE dV} \quad (9.8)$$

Se introduce el cálculo de las secciones eficaces como una variación respecto a la celda de referencia, a la que se añade un volumen adicional de moderador, pero manteniendo en el efecto la cuerda media de la celda de referencia.

$$\Sigma_r^{celda} = \left( \Sigma_r^{pin} + cte \cdot \rho^W \cdot \frac{V^{mod}}{V^{pin}} \cdot \sigma^{pin} \right) \cdot \frac{V^{pin}}{V^{cell}} \cdot \frac{P^{cell}}{P^{pin}} + cte \cdot \rho^W \cdot \frac{V^{strap}}{V^{celda}} \cdot \sigma^{strap} \quad (9.9)$$

De esta manera, se corrigen las variaciones locales de las celdas externas del elemento, teniendo en cuenta que estas celdas están rodeadas de mayor cantidad de agua. El efecto de este moderador extra viene a ser como un aumento de la concentración de moderador en las celdas de la periferia. Se precisa diluir y mantener la cuerda media en todo el volumen real de la celda. (ver figura 9.26)

## 9.5 Ejemplo de tratamiento en el elemento de combustible.

Los índices de vecindad se han incorporado en el código COBAYA, con el fin de interpolar celda a celda las secciones eficaces y factores de discontinuidad en dos grupos de energía. La comparación de distribuciones de potencia locales para un elemento típico de tubos guía de 3.6 w/o, para un elemento de 17x17 barras ha dado como resultados una desviación máxima del 0.79% con una desviación típica de errores del 0.33%.

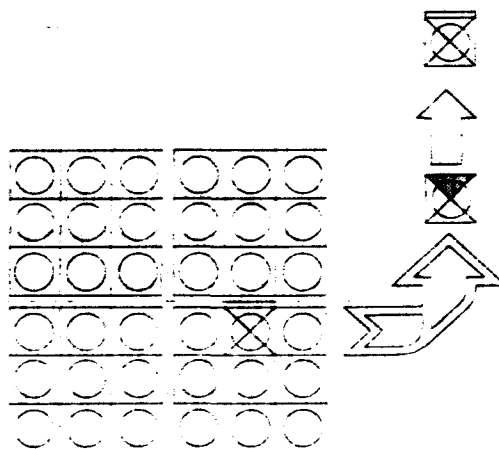


Figura 9.26: Esquema de cálculo de celdas en strap.

Se ha utilizado el código de probabilidades de colisión, mejorado y con nuevas capacidades de análisis, desarrollado y validado para este tipo de tratamiento. En el siguiente esquema, 9.27, se representan las diferencias porcentuales de las distribuciones de potencia por barrita. [31]

Es muy interesante apreciar cómo este nuevo modelo planteado para la parametrización de secciones eficaces, supone una aportación fundamental a los códigos de difusión actuales. Las correcciones espectrales de vecindad, incluidas en las correlaciones de las secciones eficaces, suponen incorporar de manera implícita los efectos de vecindad en cada barrita de combustible.

Sin embargo, el modelo tiene una acotación en cuanto a la precisión. Como queda demostrado en la figura 9.27, las diferencias en cuanto a las distribuciones de potencia no disminuyen drásticamente, considerando como modelo de referencia un cálculo de probabilidades de colisión (PIJ).

	0.69	0.01							
	0.53	0.02	0.02						
		-0.23	0.22						
	0.76	0.12	0.06	0.05	0.29				
	0.79	-0.05	-0.30	0.26	0.63				
		-0.24	0.08		0.39	0.35	-0.17		
	0.78	-0.09	-0.05	0.19	-0.01	-0.32	-0.28	-0.41	
	0.17	-0.16	-0.34	-0.22	-0.36	-0.51	-0.39	-0.34	-0.44

Figura 9.27: Diferencias de potencias (en %) entre los modelos PIJ y COBAYA. para un elemento 17x17. en red regular con 24 tubos guía.



# Capítulo 10

## Factores de discontinuidad.

Con esta teoría se pretende corregir los fenómenos de heterogeneidad del flujo. analizados mediante teoría de difusión en malla fina. Los factores de discontinuidad reproducen los flujos de transporte a partir de una solución de difusión.

De igual manera que se ha formulado la teoría de factores de discontinuidad a nivel nodal se sirve de esa formulación para la representación en malla fina.

### 10.1 Factores de discontinuidad de celda.

Entre dos celdas adyacentes existe un flujo en la interfase ( $\phi_{sup}^g$ ) y un determinado gradiente de flujo. representativo del valor de fugas entre celdas.

En la interfase se toman las corrientes entre celdas vecinas:

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{i \rightarrow i+1}^g = -\overline{D}_i^g \cdot \nabla \phi|_{sup} = -\overline{D}_i^g \cdot \frac{\phi_{sup}^g - \overline{\phi}_i^g}{h_i/2} \\ J_{i+1 \rightarrow i}^g = -\overline{D}_{i+1}^g \cdot \nabla \phi|_{sup} = -\overline{D}_{i+1}^g \cdot \frac{\overline{\phi}_{i+1}^g - \phi_{sup}^g}{h_{i+1}/2} \end{array} \right. \quad (10.1)$$

Si el cambio espacial del flujo en una barrita es muy grande. el valor de la corriente en la interfase calculado como valor medio de las dos corrientes. es diferente a la corriente real. El método de los factores de discontinuidad consiste en introducir correcciones en el flujo de la superficie. de forma que se conserve la corriente aunque se produzca discontinuidad de flujo en la interfase. Con esto se puede poner:

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{i \rightarrow i+1}^g = -\overline{D}_i^g \cdot \nabla \phi|_{sup} = -\overline{D}_i^g \cdot \frac{f_{i \rightarrow i+1}^g \phi_{sup}^g - \overline{\phi}_i^g}{h_i/2} \\ J_{i+1 \rightarrow i}^g = -\overline{D}_{i+1}^g \cdot \nabla \phi|_{sup} = -\overline{D}_{i+1}^g \cdot \frac{\overline{\phi}_{i+1}^g - f_{i+1 \rightarrow i}^g \phi_{sup}^g}{h_{i+1}/2} \end{array} \right. \quad (10.2)$$

En un análisis con probabilidades de colisión, se puede analizar con claridad el cambio del flujo térmico y rápido, a través de las diferentes barras de combustibles. El modelo de PIJ-WIMS utilizado, permite analizar en detalle cualquier tipo de configuración. Se realiza una subdivisión en sectores y anillos de diferentes materiales y temperaturas.

La figura siguiente, permite visualizar con gran claridad, el concepto discontinuidad del flujo en la interfase, para preservar la continuidad de la corriente. En el detalle que ahora se estudia, el esquema es a un nivel inferior al que habitualmente se utiliza (modelos nodales).

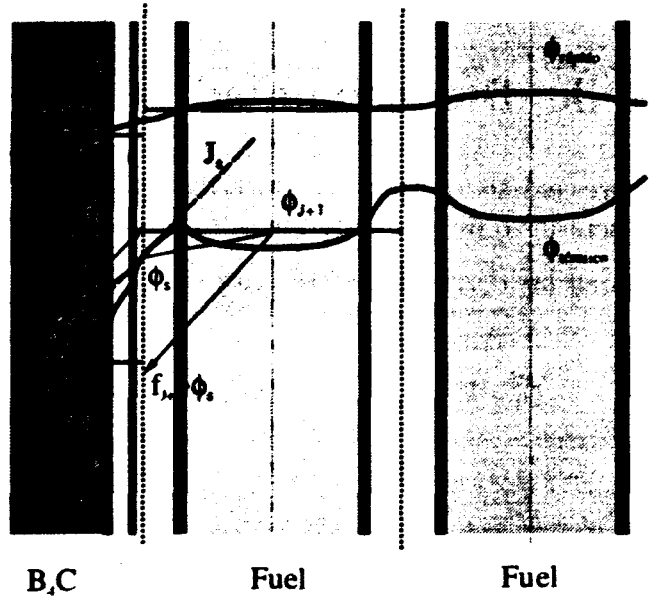


Figura 10.1: Esquema de flujos térmico y rápido en un red de 5x5 celdas, con barra central de control.

Igualando corrientes y despejando el  $\phi_{sup}^g$ , se puede obtener una relación entre estos factores en la interfase:



$$r_{i+1/2}^g = \frac{f_{i \rightarrow i+1}^g}{f_{i+1 \rightarrow i}^g} = \frac{\overline{\phi_i^g} - \frac{h_i}{2} \frac{J_{i+1/2}^g}{\overline{D_i^g}}}{\overline{\phi_{i+1}^g} + \frac{h_{i+1}}{2} \frac{J_{i+1/2}^g}{\overline{D_{i+1}^g}}} \quad (10.3)$$

Los factores de discontinuidad se pueden obtener en una dimensión a partir de los casos de vecindad obtenidos de los modelos de minielementos (definidos en el capítulo de parametrización). Cuando se trabaja con geometría cilíndrica el valor de  $h_i$  y  $h_{i+1}$  no se considera como el espaciado entre anillos de combustible, sino el valor donde se mantiene el mismo valor de volumen entre anillos.

Los valores de corrientes ( $J_{i+1/2}^g$ ) y flujos medios ( $\overline{\phi_i^g}$  y  $\overline{\phi_{i+1}^g}$ ) se obtienen directamente de las unidades de salida del cálculo de transporte del minielemento.

En dos dimensiones, la formulación de las corrientes en función de los factores de discontinuidad en la interfase de la celda de columna  $j$  se puede desarrollar en función de los factores de discontinuidad (esquemáticamente se puede ver en la figura 10.2).

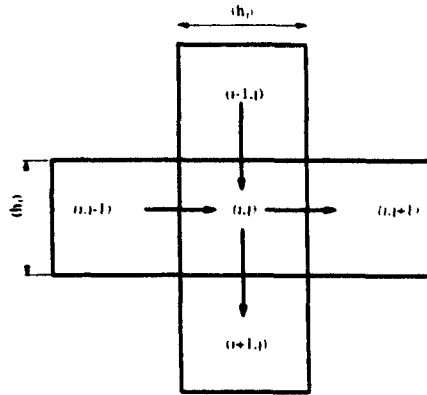


Figura 10.2: Esquema de corrientes en la malla de difusión para el cálculo de los factores de discontinuidad.

Las corrientes se formulan:

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{i \rightarrow i+1,j}^g = J_{i+1/2,j}^g = \frac{2 \cdot \overline{D_{i,j}^g} \cdot \overline{D_{i+1,j}^g} (f_{i+1 \rightarrow i,j}^g \overline{\phi_{i,j}^g} - f_{i \rightarrow i+1,j}^g \overline{\phi_{i+1,j}^g})}{h_{i+1,j} \overline{D_{i,j}^g} f_{i \rightarrow i+1,j}^g + h_{i,j} \overline{D_{i+1,j}^g} f_{i+1 \rightarrow i,j}^g} \\ J_{i-1 \rightarrow i,j}^g = J_{i-1/2,j}^g = \frac{2 \cdot \overline{D_{i,j}^g} \cdot \overline{D_{i-1,j}^g} (f_{i-1 \rightarrow i,j}^g \overline{\phi_{i,j}^g} - f_{i \rightarrow i-1,j}^g \overline{\phi_{i-1,j}^g})}{h_{i-1,j} \overline{D_{i,j}^g} f_{i \rightarrow i-1,j}^g + h_{i,j} \overline{D_{i-1,j}^g} f_{i-1 \rightarrow i,j}^g} \end{array} \right. \quad (10.4)$$

Reagrupando términos se simplifican las expresiones:

$$\begin{cases} J_{i \rightarrow i+1,j}^g = \frac{\alpha_{i+1/2,j}^g}{h_j} \left( f_{i+1 \rightarrow i,j}^g \overline{\phi_{i,j}^g} - f_{i \rightarrow i+1,j}^g \overline{\phi_{i+1,j}^g} \right) \\ J_{i-1 \rightarrow i,j}^g = \frac{\alpha_{i-1/2,j}^g}{h_j} \left( f_{i-1 \rightarrow i,j}^g \overline{\phi_{i,j}^g} - f_{i \rightarrow i-1,j}^g \overline{\phi_{i-1,j}^g} \right) \end{cases} \quad (10.5)$$

Este desarrollo de factores de discontinuidad, se puede formular en un conjunto global de celdas, y plantear una formulación mediante un modelo simple en dos dimensiones (i,j).

- Se define (según la notación anterior) el término de fugas totales en el punto (i,j).

$$L^g(i,j) = \left\{ J_{i-1/2,j}^g \cdot h_j + J_{i,j-1/2}^g \cdot h_i + J_{i+1/2,j}^g \cdot h_j + J_{i,j+1/2}^g \cdot h_i \right\} \quad (10.6)$$

- El término remoción.

$$R^g(i,j) = \Sigma_{r,i,j}^g \cdot \phi_{i,j}^g \quad (10.7)$$

- Término fuente.

$$S^g(i,j) = S_{i,j}^g \cdot \phi_{i,j}^g \quad (10.8)$$

Planteando la ecuación de balance en la celda (i,j):

$$L^g(i,j) + R^g(i,j) = S^g(i,j) \quad (10.9)$$

Se supone por simplificación que los cuatro factores de discontinuidad de la celda (i,j) son iguales en todas sus caras:

$$f_{i \rightarrow i+1,j}^g \approx f_{i-1 \rightarrow i,j}^g \approx f_{i,j-1 \rightarrow j}^g \approx f_{i,j+1 \rightarrow j}^g \approx f_{i,j}^g \quad (10.10)$$

Se llega a la expresión de balance discretizada en cada punto de malla:

$$\begin{aligned} S_{i,j}^g \cdot \phi_{i,j}^g &= \Sigma_{r,i,j}^g \cdot \phi_{i,j}^g \\ &- \left( \alpha_{i-1/2,j}^g \cdot \phi_{i-1,j}^g + \alpha_{i,j-1/2}^g \cdot \phi_{i,j-1}^g + \alpha_{i+1/2,j}^g \cdot \phi_{i+1,j}^g + \alpha_{i,j+1/2}^g \cdot \phi_{i,j+1}^g \right) \cdot f_{i,j}^g + \\ &+ \left( \alpha_{i-1/2,j}^g \cdot f_{i-1 \rightarrow i,j}^g + \alpha_{i,j-1/2}^g \cdot f_{i,j-1 \rightarrow j}^g + \alpha_{i+1/2,j}^g \cdot f_{i+1 \rightarrow i,j}^g + \alpha_{i,j+1/2}^g \cdot f_{i,j+1 \rightarrow j}^g \right) \cdot \phi_{i,j}^g \end{aligned} \quad (10.11)$$

### 10.1.1 Formulación mediante Newton-Raphson.

En la formulación de Newton-Raphson se define una función dada por:

$$F^g(i, j) = L^g(i, j) + R^g(i, j) - S^g(i, j) = 0 \quad (10.12)$$

Donde se busca:

$$F^g(f_{i,j}^g) = 0 = F^g(f_{i,j_0}^g) + \left. \frac{dF^g}{df_{i,j}^g} \right|_{f_{i,j}^g = f_{i,j_0}^g} (f_{i,j}^g - f_{i,j_0}^g) \quad (10.13)$$

Aplicado a la discretización, se itera hasta alcanzar la convergencia deseada:

$$f_{i,j}^g = f_{i,j_0}^g - \frac{F^g(f_{i,j}^g)}{F'^g(f_{i,j}^g)} \quad (10.14)$$

Esta metodología se ha utilizado en un análisis para un esquema regular de celdas de combustible de 3.1 w/o. donde se ha cambiado la celda central: tubo guía, waba, gadolinio o control. El estudio se realizó con probabilidades de colisión (modelo PIJ) obteniéndose los siguientes valores de factores de discontinuidad:

	Tubo Guía	Wabas	Gadolinio	Control B <sub>4</sub> C
$fd^{rápido}$	1.016	1.012	1.011	1.034
$fd^{térmico}$	.973	1.019	1.126	1.068

### 10.1.2 Formulación mediante Gauss-Newton.

El problema de los factores de discontinuidad es un problema típicamente no-lineal, donde la aproximación de Newton-Raphson (sistema de resolución de problemas lineales) tiene validez en condiciones muy restringidas de cálculo.

La formulación planteada resuelve el sistema dado por:

$$F(i, j) = \frac{D_{i-1,j} \cdot (f_{i-1,j} \cdot \phi_{i,j} - f_{i,j} \cdot \phi_{i-1,j})}{(D_{i,j} \cdot f_{i,j} - D_{i-1,j} \cdot f_{i-1,j})} + \dots - \frac{L_{ij}}{2 \cdot D_{ij}}$$

Donde las derivadas parciales para resolver el sistema no lineal:

$$\begin{cases} \frac{\partial F(i, j)}{\partial f_{i,j}} = \frac{-D_{i-1,j} \cdot (D_{i,j} \cdot \phi_{i,j} + D_{i-1,j} \cdot \phi_{i-1,j}) \cdot f_{i-1,j}}{(D_{i,j} \cdot f_{i,j} - D_{i-1,j} \cdot f_{i-1,j})^2} \\ \frac{\partial F(i, j)}{\partial f_{i-1,j}} = \frac{D_{i-1,j} \cdot (D_{i,j} \cdot \phi_{i,j} + D_{i-1,j} \cdot \phi_{i-1,j}) \cdot f_{i,j}}{(D_{i,j} \cdot f_{i,j} - D_{i-1,j} \cdot f_{i-1,j})^2} \end{cases}$$

El objetivo será utilizar un solver de sistemas no lineales. para resolver el sistema completo de funciones. De forma simplificada. se puede poner:

$$F^{(1)}(i,j) = 0 = F^{(0)}(i,j) + \frac{\partial F(i,j)}{\partial f_{i,j}} \Delta f_{i,j} + \\ + \frac{\partial F(i,j)}{\partial f_{i-1,j}} \Delta f_{i-1,j} + \frac{\partial F(i,j)}{\partial f_{i+1,j}} \Delta f_{i+1,j} + \frac{\partial F(i,j)}{\partial f_{i,j-1}} \Delta f_{i,j-1} + \frac{\partial F(i,j)}{\partial f_{i,j+1}} \Delta f_{i,j+1}$$

El sistema completo de ecuaciones se puede resolver mediante una inversión matrices dispersas. Se ha utilizado el mismo sistema que utiliza el código COBAYA. para resolver un sistema de matrices cuadradas  $n \times n$ . La subrutina SGEFA resuelve sistemas de ecuaciones para matrices cuadradas.

Sin embargo, el agrupamiento de incógnitas no se hará por posición (i,j), sino por tipo de material, con el fin de disponer de una herramienta algo más potente. Es decir, se desea obtener agrupamiento del mismo tipo de factor de discontinuidad para un conjunto de barras.

Para poder realizar este tipo de agrupamiento se ha utilizado un procedimiento de mínimos cuadrados. mediante la técnica de Gauss-Newton. De manera que el sistema es  $m \times n$ , donde  $m$  es el número total de casos y  $n$  es el número de incógnitas. Se utiliza la subrutina QRDES. donde se resuelve el problema por mínimos cuadrados mediante una factorización QR por transformaciones de Householder. [80]

Uno de los detalles más importantes desarrollados es la búsqueda de un algoritmo de convergencia que haga estable la solución en pocas iteraciones. Se ha comprobado la importancia de este aspecto incorporando una rutina de convergencia:

$$\left\{ \begin{array}{l} 1. \quad ERR = \max(ERR, \text{abs}(\Delta fd)) \\ 2. \quad \begin{array}{l} \text{2.a Si iteraciones} \leq 4 \\ \left\{ \begin{array}{l} errmax = 1.0 / (n^{\circ}iter + 1) \\ \text{Si } (ERR > errmax) \text{ damp} = errmax / ERR \\ \text{Si } (ERR < errmax) \text{ damp} = 1.0 \end{array} \right. \\ \text{2.b Si iteraciones} \geq 5 \\ \left\{ \begin{array}{l} \text{damp} = 1.0 \end{array} \right. \end{array} \right. \\ 3. \quad fd^{(1)} = fd^{(0)} + \Delta fd \cdot damp \end{array} \right.$$

### 10.1.3 Conclusiones.

Con esta formulación se comprueba:

- Importancia de los factores de discontinuidad. para discontinuidades locales fuertes.

- Se pueden suponer factores de discontinuidad unitarios entre celdas de combustible parecidas.
- Mejora el detalle del flujo en malla fina (con en un tratamiento de difusión) cuando se incluyen estos factores en la celda local.

## **10.2 Factores de discontinuidad en el reflector.**

Una de las dificultades en la modelización de los PWR es el tratamiento del reflector. Se producen efectos espectrales muy importantes en la vecindad de los elementos combustibles con la placa soporte y el reflector, y por lo tanto la teoría de difusión en sí misma no puede predecir las fugas neutrónicas de manera correcta.

Se deben determinar las secciones eficaces tanto para la placa soporte de acero como para el propio reflector que permitan un correcto tratamiento de esta zona.

El código CASMO-3 tiene en cuenta el efecto del reflector en el cálculo de elemento, introduciendo como condición de frontera las características del reflector. El reflector se calcula mediante un modelo unidimensional con teoría de transporte en el que forman parte el elemento combustible, placa de acero y reflector. Con este modelo se consigue un correcto tratamiento espectral y una solución a las fugas neutrónicas. Una vez que se obtienen las fugas, flujos y distribución de tasas de reacción, las regiones se pueden homogeneizar, introduciendo los factores de discontinuidad de la solución de transporte corregida, para obtener las secciones eficaces condensadas en cada región.

Con estas secciones eficaces el modelo de difusión en dos grupos predice las fugas a través de la interfase del elemento de combustible y reflector siendo las mismas que en el modelo de cálculo de transporte.

### **10.2.1 Análisis del reflector.**

Según la modelización que se realiza de la parte externa del núcleo en contacto con el reflector, podemos encontrar tres zonas: núcleo, placa de acero y reflector.

El espectro del flujo analizado con el código WIMS en 69 grupos cambia drásticamente en cada una de las zonas. En el reflector el espectro es el típico de moderación, en donde el término neutrones epitérmicos en el rango de los MeV está fuertemente disminuido, y con un pico pronunciado en el rango térmico característico, con la tendencia  $\sim 1/E$ . Mientras tanto en el núcleo y el acero se tiene el espectro típico de la celda de combustible.

El análisis de la distribución espacial de las secciones eficaces es interesante cuando se pretende estudiar el efecto de la homogeneización, en una zona donde

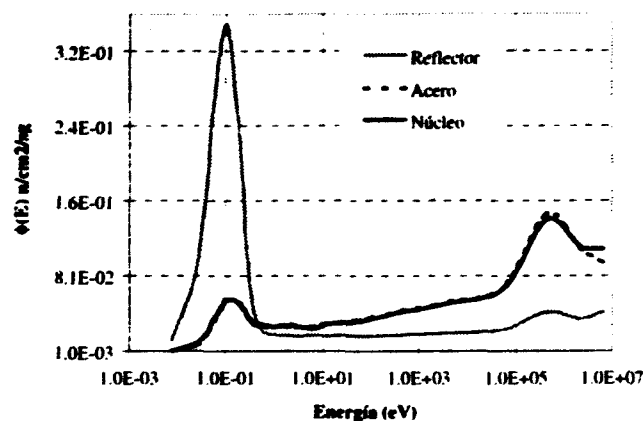


Figura 10.3: Espectro núcleo-reflector.

el cálculo de transporte es muy importante. Se aprecia un cambio importante en el último anillo de celdas combustibles, y cierta variación en la sección eficaz de absorción térmica en la región de acero.

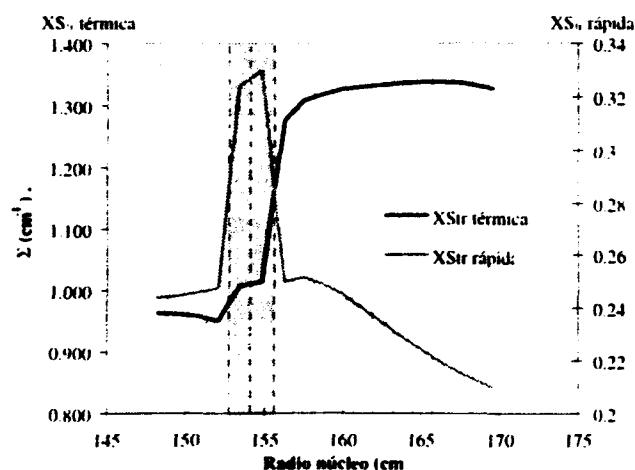


Figura 10.4: Evolución de la sección eficaz de transporte radialmente.

También será importante analizar la sección eficaz de dispersión en la zona del reflector, como término de moderación. Este efecto de cambio espacial se transmite en la ecuación de difusión de forma directa, y afecta al cálculo de flujo con las secciones homogeneizadas y realizado por el código de difusión.

El código de difusión COBAYA realiza un análisis espacial en 2D y energético en dos grupos. Utiliza las secciones eficaces en dos grupos, homogeneizadas y condensadas para acero y reflector, obtenidas de un cálculo de transporte en 24 grupos, realizado con un modelo cilíndrico de WIMS, con teoría de transporte en

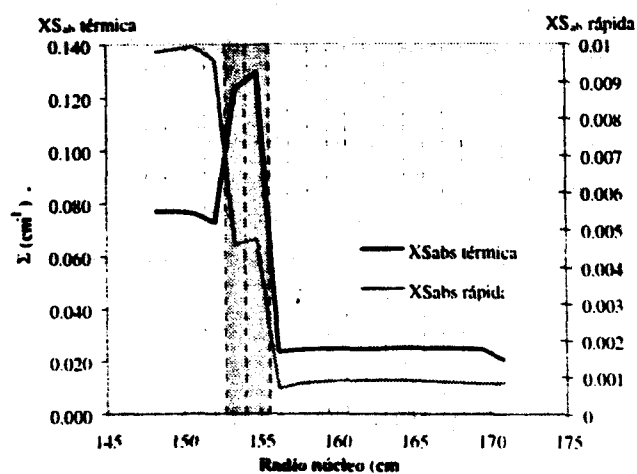


Figura 10.5: Evolución de la sección eficaz de absorción radialmente.

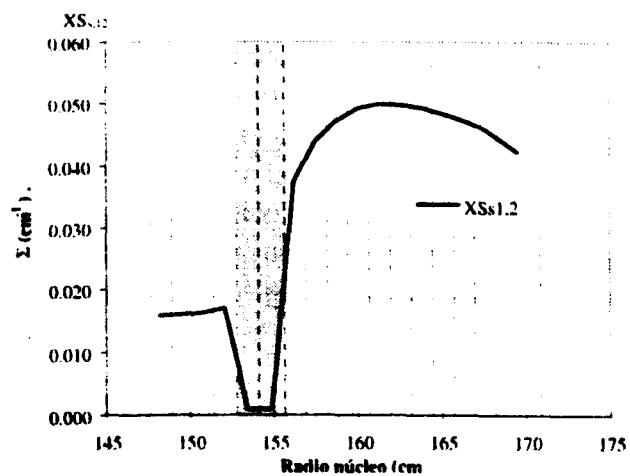


Figura 10.6: Evolución de la sección eficaz de dispersión radialmente.

24 grupos de energía y 1D espacial.

Se podría entonces plantear introducir la formulación de los factores de discontinuidad de celda en esta zona, con el fin de estudiar el efecto del reflector en las barras de combustible más próximas al acero, donde los efectos de transporte son más importantes.

La complejidad de la frontera núcleo-reflector se debe tratar bien, si se quiere obtener con bastante detalle las distribuciones de potencia por barra. Es importante vigilar este efecto, tanto para operación del reactor como para los procedimientos de vigilancia de medida de las señales de instrumentación ex-core. [55]

### 10.3 Formulación de los factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector.

Una formulación analítica de la interfase núcleo/reflector se encuentra en [4], donde se analiza en detalle dos casos de interfase: caso de reflector uniforme infinito en geometría unidimensional plana y caso de reflector constituido por una región finita y otra infinita en geometría unidimensional plana. En ellos se obtienen de forma analítica y original los factores de corrección de la formulación de diferencias finitas en malla gruesa, tanto para regiones multiplicativas adyacentes a cualquier reflector en geometría plana unidimensional, como para el propio reflector.

La nueva formulación introduce los factores de discontinuidad en las celdas próximas a la región del núcleo/reflector. Define tres tipos de factores de discontinuidad en las tres regiones de diferentes materiales: combustible ( $f_g^{fu}$ ), acero ( $f_g^{ac}$ ) y agua del reflector ( $f_g^e$ ): siendo  $g$  el grupo de energía. Estos factores de discontinuidad permiten mantener las corrientes en las interfaces de los diferentes materiales, a pesar de provocar la discontinuidad del flujo en las mismas. En el cálculo se obtienen estos factores utilizando como condiciones de contorno las corrientes calculadas por WIMS en el núcleo cilíndrico, y tomando como secciones eficaces las homogeneizadas del cálculo de transporte para todo el medio.

Especialmente se plantea la ecuación clásica en diferencias finitas, teniendo en cuenta que en el término fuente se deben incluir las corrientes como condiciones de frontera y que no aparecen fisiones al tratarse del reflector:

$$-\alpha_{j-1}^g \cdot \phi_{j-1}^g + (\alpha_{j-1}^g + \beta_j^g + \alpha_j^g) \cdot \phi_j^g - \alpha_j^g \cdot \phi_{j+1}^g = S_j^g \quad (10.15)$$

Definiendo:



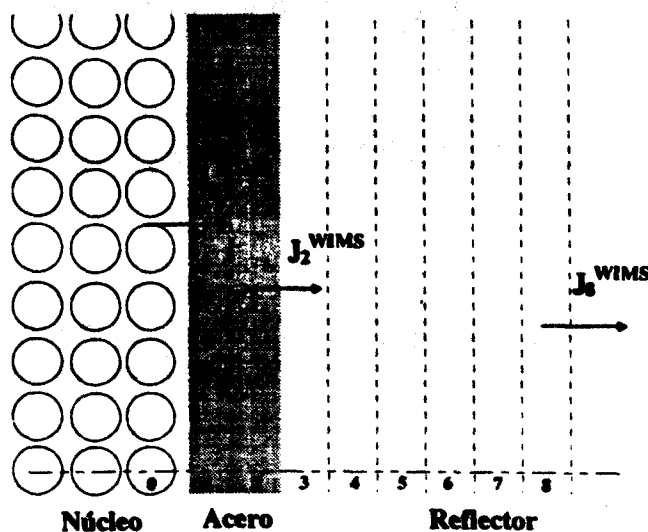


Figura 10.7: Esquema radial de la zona núcleo-reflector

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_j^g = \frac{2D_j^g \cdot D_{j+1}^g}{h_{j+1}D_j^g + h_jD_{j+1}^g} A_{j,j+1} \\ \beta_j^g = V_j \left( \Sigma_{a,j}^g + \sum_{g' \neq g} \Sigma_{s,j}^{g \rightarrow g'} \right) \\ S_j^g = V_j \sum_{g' \neq g} \Sigma_{s,j}^{g' \rightarrow g} \phi_j^{g'} \end{array} \right. \quad (10.16)$$

• **Región de acero.**

Las ecuaciones de balance planteadas en la interfase núcleo/acero son las siguientes:<sup>1</sup>

$$\left\{ \begin{array}{l} -J_g^{0WIMS} + \frac{\overline{D}_g^{ac}}{(h_1 + h_2)/2} (\phi_g^2 - \phi_g^1) \cdot S_1 + \overline{\Sigma}_{t_g}^{ac} \cdot \phi_g^1 \cdot V^1 = 0 \\ +J_g^{2WIMS} - \frac{\overline{D}_g^{ac}}{(h_1 + h_2)/2} (\phi_g^2 - \phi_g^1) \cdot S_1 + \overline{\Sigma}_{t_g}^{ac} \cdot \phi_g^2 \cdot V^2 = 0 \end{array} \right. \quad (10.17)$$

Obtenidos  $\phi_g^1, \phi_g^2$  con un cálculo de difusión, semejante al que se va a realizar en COBAYA, y con los valores de las secciones eficaces homogeneizadas en todo el acero, se pueden obtener los factores de discontinuidad comparando con la

<sup>1</sup>El subíndice (g) indica grupo energético y el superíndice es la posición espacial en la malla definida.

expresión de la corriente en la interfase, con la formulación de factores de discontinuidad:

$$J_g^{0WIMS} = \frac{2 \cdot D_g^o \cdot \overline{D}_g^{ac}}{h_o \cdot \overline{D}_g^{ac} + h_1 \cdot \overline{D}_g^o \cdot \frac{f_g^{ac}}{f_g^o}} \left( \frac{f_g^{ac}}{f_g^o} \cdot \phi_g^1 - \phi_g^o \right) \quad (10.18)$$

Con estos factores de discontinuidad se garantiza que se conservan las corrientes reales, calculadas por transporte en la interfase núcleo/reflector. Para ello es necesaria la corrección del flujo obtenido con difusión mediante los factores de discontinuidad calculados.

#### • Región de reflector.

De igual manera se pueden plantear para la zona del reflector las ecuaciones espaciales por grupo anteriores, obteniendo los flujos de difusión:  $\phi_g^3, \phi_g^4, \phi_g^5, \phi_g^6, \dots, \phi_g^N$

El sistema de ecuaciones vendría dado según un desarrollo espacial de la ecuación de difusión:

$$\begin{bmatrix} \beta_3^u + \alpha_3^u & -\alpha_3^u & 0 & \dots & 0 \\ -\alpha_3^u & \alpha_3^u + \beta_1^u + \alpha_1^u & -\alpha_1^u & & \\ 0 & -\alpha_1^u & \alpha_1^u + \beta_3^u + \alpha_3^u & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & -\alpha_{N-1}^u & \alpha_{N-1}^u + \beta_{N-1}^u + \alpha_N^u \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_g^3 \\ \phi_g^4 \\ \vdots \\ \phi_g^{N-1} \\ \phi_g^N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_g^2 + S_g^u \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ -J_g^N + S_g^u \end{bmatrix} \quad (10.19)$$

Es importante remarcar que las secciones eficaces utilizadas en el cálculo de difusión ya han sido homogeneizadas en todo el reflector y condensadas en dos grupos, con el cálculo previo de transporte realizado con WIMS cilíndrico. Sin embargo, como se puede apreciar en las figuras previas, existe una fuerte dependencia espacial de las secciones eficaces en el propio reflector. Con esta metodología de los factores de discontinuidad se pretende corregir este efecto, incluyendo el efecto de la variación espacial de las secciones eficaces en los factores de discontinuidad.

Análogamente se obtiene el factor de discontinuidad del reflector utilizando la condición de la corriente en la interfase:

$$J_g^{2WIMS} = \frac{2 \cdot \overline{D}_g^{re} \cdot \overline{D}_g^{ac}}{h_3 \cdot \overline{D}_g^{re} + h_2 \cdot \overline{D}_g^{ac} \cdot \frac{f_g^{re}}{f_g^{ac}}} \left( \frac{f_g^{re}}{f_g^{ac}} \cdot \phi_g^3 - \phi_g^2 \right) \quad (10.20)$$

### 10.3 Formulación de los factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector. 189

El cálculo de difusión (en la malla definida por las ecuaciones anteriores) se puede comparar con la solución dada por transporte. Se aprecia que la diferencia mayor en el flujo se corresponde con el primer punto de cálculo del reflector, cuyo efecto inmediato será afectar a la región más cercana de barras de combustible, y directamente a las distribuciones de potencia, y por supuesto al quemado de las mismas.

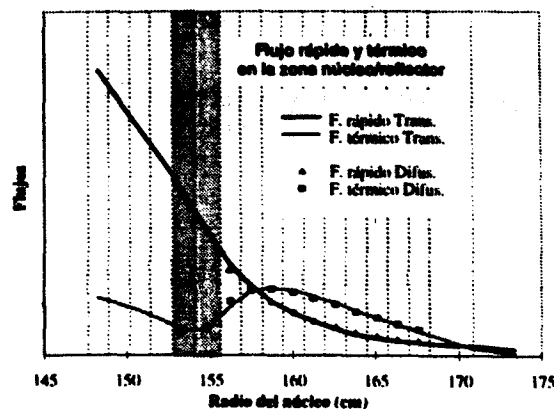


Figura 10.8: Evolución radial de flujo de transporte y de difusión.

Los factores de discontinuidad calculados en la interfase núcleo/reflector permiten corregir:

- El efecto de transporte en la interfase entre distintos materiales, con la conservación de la corriente.
- El efecto de cambio de las secciones eficaces cuando el cálculo de difusión las supone homogeneizadas en todo el reflector.

Se sigue mediante un análisis comparativo, el siguiente esquema de cálculo de factores de discontinuidad que permitirán reproducir la corriente real en la interfase del núcleo:

$$fd^{tr} \leftarrow \left\{ \begin{array}{c} \Sigma \\ \phi_{tr} \end{array} \xrightarrow{\text{Transporte}} \underbrace{\begin{array}{c} \bar{\Sigma} \\ \phi_{tr} \end{array}}_{fd^{tr-homog}} \xrightarrow{\text{Difusión}} \begin{array}{c} \bar{\Sigma} \\ \phi_{dif} \end{array} \right\} \Rightarrow fd^{dif}$$

En realidad sólo es preciso calcular el cociente de factores de discontinuidad en las interfases núcleo/acero y acero/reflector, denominados factores  $r$ . La aplicación práctica de estos resultados suponen que los factores de discontinuidad serán

la unidad en las celdas de combustible. En la zona de acero los factores de discontinuidad son los mismos, de igual forma que en la zona de reflector. Con este tratamiento, aún siendo comparativamente simplificado, se puede seguir tratando con gran detalle los efectos de transporte y homogeneización en la interfase.

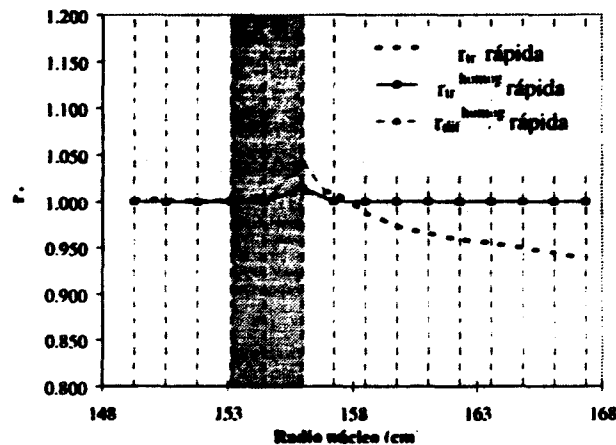


Figura 10.9: Evolución radial de la relación de factores de discontinuidad ( $r$ ) del grupo rápido.

En un análisis comparativo de los factores de discontinuidad, se ponen de manifiesto dos de los efectos importantes de este análisis:

- En primer lugar, el efecto de la homogeneización de las secciones eficaces en el reflector cuya estructura interna manifiesta un cambio importante.
- En segundo lugar, el desarrollo de una formulación de difusión frente a un cálculo de transporte.

Un correcto tratamiento tanto del espectro como de las distribuciones de flujo mediante este uso de factores de discontinuidad, permite una mejor predicción de la corriente real en la interfase, y por lo tanto, en un mejor tratamiento de las distribuciones de potencia y espectro de quemado de las barras adyacentes al reflector.

### 10.3 Formulación de los factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector. 191

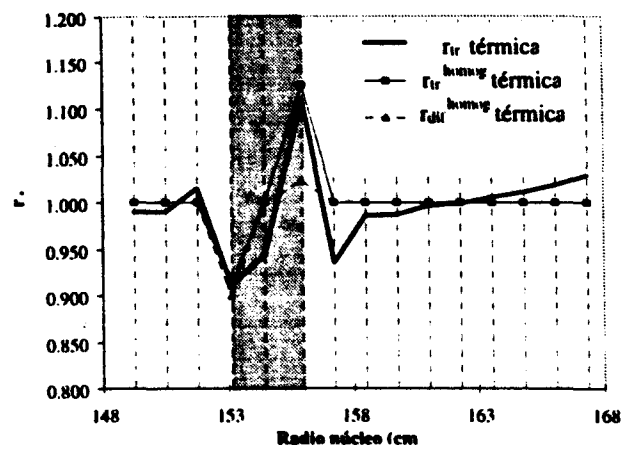


Figura 10.10: Evolución radial de la relación de los factores de discontinuidad ( $r$ ) del grupo térmico.



## **Parte IV**

# **Validación y contrastación**





# Capítulo 11

## Análisis de criticidad de elemento.

Al margen de los estudios de potencia de núcleos de agua a presión, es interesante ampliar la posibilidad de análisis de criticidad de elementos aislados. Con esta posibilidad se cubre el espacio de problemas neutrónicos de las centrales nucleares.

### 11.1 Estudio de criticidad de elementos en red regular.

En los diferentes capítulos de desarrollo de la tesis se han ido exponiendo algunos de los resultados más interesantes en el análisis de un elemento de combustible en red regular.

- El factor Dancoff ha sido estudiado en el capítulo de desarrollo del modelo Dancoff de PIJ, en donde se presentaron algunos resultados comparativos: ver apartado 9.3.
- Los factores de discontinuidad han sido analizados en el apartado de desarrollo de la formulación de estos factores: ver apartado 10.1.
- Se ha realizado la integración y comparación de resultados con la metodología de factores de vecindad desarrollada en la tesis: (ver apartado 9.5).
- Los procedimientos desarrollados para PIJ (PREPIJ y POSPIJ) permiten analizar en detalle cualquier tipo de elemento combustible, alcanzando el detalle de *color-set*: (ver apartado 6.2).

### 11.1.1 Pruebas de validación.

Se presenta en este apartado de validación un estudio completo realizado para evaluar las diferencias relativas a distribuciones de potencia y reactividad para tres casos:

1. Elemento fresco con 24 tubos guía.
2. Elemento fresco con 12 wabas.
3. Elemento quemado en un primer ciclo con 12 wabas, habiéndose extraído los wabas en un segundo ciclo.

Constituyen un conjunto de casos de especial interés. para evaluar las diferencias de los códigos que se han utilizado. Se tomará como código de referencia el código de probabilidades de colisión (PIJ). Se pasarán casos con la metodología de COBAYA y la nueva formulación desarrollada en la tesis, referido como COBANO.

#### 1. Elemento fresco con 24 tubos guía.

Se representan las diferencias en potencias para el elemento con 24 tubos guía. en comparación con COBAYA. Para dos valores diferentes de quemado 0 MWd/T sin Xenon y 18 GWd/T observando cómo las diferencias disminuyen con el quemado.

Las mayores diferencias aparecen en la zona de la periferia del elemento, deduciendo que la formulación utilizada por COBAYA es mejorable, en cuanto al modelo de homogeneización de esas barras de combustible.

TG		Quemado 0.0 MWd/T HFP sin Xenon							
1.3 0.2		Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
0.7	0.2	0							
TG		-0.4	-0.2	TG					
0.6	-0.1	0	-0.1	0.6					
0.5	-0.1	-0.1	-0.1	0.5	TG				
TG		-0.8	-0.5	TG	0.1	-0.5	-0.9		
0	-0.5	-0.5	-0.6	-0.7	-1.3	-1.6	-1.9		
1.3	1.1	1.1	1.1	0.9	0.6	0.4	0.2	2	
TG		Quemado 18000 MWd/T HFP							
0.5 0		Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
0.8	-0.1	-0.4							
TG		-0.4	-0.1	TG					
0.6	-0.3	-0.5	-0.4	-0.2					
0.6	-0.4	-0.6	-0.5	0.2	TG				
TG		-0.6	-0.4	TG	0.2	-0.4	-0.9		
0.5	-0.8	-0.7	0	-0.8	-1.2	-1	-1.2		
1.2	1.2	1.3	1	1.1	0.9	0.8	0.6	2.1	

Con el código COBANO se reducen considerablemente las diferencias, sobre todo en la zona de la periferia donde disminuyen drásticamente.

TG		Quemado 0.0 MWd/T HFP sin Xenon Diferencias de potencias PIJ-COBANO							
0.3	-0.5								
0.5	-0.5	-0.5							
TG	-0.7	-0.4	TG						
0.6	-0.5	-0.5	-0.3	0					
0.7	-0.4	-0.4	-0.2	0.5	TG				
TG	-0.5	-0.1	TG	0.6	0.3	0			
0.9	-0.1	-0.1	0.3	0	-0.2	-0.1	0		
0.3	0.1	0.2	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.8	

TG		Quemado 18000 MWd/T HFP Diferencias de potencias PIJ-COBANO							
0.5	-0.1								
0.6	0.1	-0.2							
TG	-0.1	0.2	TG						
0.6	0.1	-0.1	0.1	0.7					
0.7	0.1	-0.1	0.2	0.9	TG				
TG	-0.1	0	TG	0.9	0.1	-0.4			
0.6	-0.3	-0.2	0.3	-0.3	-0.6	-0.6	-0.7		
0	-0.1	0	-0.1	-0.1	-0.3	-0.4	-0.4	-0.3	

## 2. Elemento fresco con 12 wabas.

El caso de 12 wabas es un ejemplo bastante complicado de tratar debido a las fuertes variaciones internas del flujo. Se observa cómo el modelo de COBAYA es capaz de reproducir bastante fielmente las distribuciones internas de potencia. Se mantienen las diferencias relativas mayores en la periferia del elemento, destacando la barra de la esquina.

TG		Quemado 0.0 MWd/T HFP sin Xenon Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
1	-0.4								
-1	-0.4	-0.1							
W	0	1.1	TG						
-1.1	-0.4	-0.1	1	0.6					
1.2	-0.2	-0.7	-0.6	0.4	TG				
TG	0.2	-1	W	-0.5	0.1	-0.7			
1.1	-0.6	-1.1	-1.1	-1.3	-1.3	-1.4	-1.6		
1.8	1.4	1	0.9	0.8	0.8	0.7	0.6	2.8	

TG		Quemado 18000 MWd/T Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
0.5	0								
0.4	0.1	0							
W	-0.1	0	TG						
0.3	-0.1	0.1	-0.2	0.5					
0.5	-0.1	-0.3	-0.4	0.5	TG				
TG	-0.7	-0.4	W	0.2	-0.4	-0.8			
0.2	-0.7	-0.7	-0.4	-0.8	-1.2	-1.3	-1.6		
1	1.1	1.2	1.1	1	0.6	0.5	0.1	1.5	

El código COBANO da excelentes resultados en la periferia del elemento, transmitiendo los errores a las barras próximas al tubo guía. Este efecto indica que la correlación de vecindad es defectuosa cuando cambian fuertemente los valores de vecindad de las barras de combustible.

TG			Quemado 9.9 MWd/T HFP sin Xenon						
			Diferencias de potencias PIJ-COBANO						
1.6	0.8								
-0.2	0.6	1							
W			TG						
-0.5	0.3	0.8	1.1	0.9					
1.6	0.4	-0.2	-0.4	0.5	TG				
TG			W						
1.2	-0.1	-0.6	-0.4	-0.8	-0.9	-1.2	-1.5		
0.2	-0.1	0	0.1	-0.2	-0.6	-1	-1.2	-1	
TG			Quemado 18000 MWd/T						
			Diferencias de potencias PIJ-COBANO						
0.4	-0.3								
0.3	-0.1	-0.3							
W			TG						
0.3	-0.1	-0.1	0	0.7					
0.6	-0.1	-0.2	-0.1	0.8	TG				
TG			W						
0.8	-0.3	-0.3	0.1	-0.2	-0.5	-0.3	-0.4		
0.1	0.1	0.1	-0.1	0.1	0	0	0	0.1	

### 3. Elemento quemado en un ciclo previo con 12 wabas.

El estudio realizado a continuación es de gran interés para analizar el quemado y las distribuciones locales de cada barra en elementos con fuertes gradientes de quemado intranodales. Se utiliza el código PIJ para realizar el quemado microscópico y en 24 grupos (máximo detalle de cálculo) de un elemento combustible con 12 wabas. El quemado se hace hasta 18000 MWd/T. En ese momento se extraen los wabas, y manteniendo la isotopía de cada barra con su material combustible, se inicia un nuevo ciclo de 18000 MWd/T de quemado.

Será interesante analizar el comportamiento de las barras próximas a los wabas, ya que estas barras habrán visto un espectro local mucho más endurecido durante parte de su quemado.

Las diferencias al comenzar en el segundo ciclo alcanzan un pico de 1,3 % en una barra de combustible que estuvo en el primer ciclo junto al waba. El efecto se disminuye con el quemado (a 36 GWd/T se reduce a 0,8 %).

Sin embargo, esta diferencia local, a pesar de ser observable, está bastante mitigada. Si el ciclo hubiera sido más corto, alrededor de 12000 MWd/T. el efecto hubiera sido algo mayor. Realmente el waba deja de ser efectivo alrededor de los 8 GWd/T. Hasta ese valor el espectro local de la barra de combustible ha estado muy influenciado por la fuerte absorción del waba. La barra tendrá un quemado menor pero el quemado habrá sido con un espectro más duro.

De 8 a 18 GWd/T el efecto que ha provocado el waba se reduce fuertemente. El fenómeno se amortigua, reduciendo las desigualdades en la barra de combustible.

Esto está de acuerdo con los resultados del código en comparación con datos experimentales de planta, cuando se ha ido a ciclos de 18 meses las diferencias que aparecían en los elementos que tenían wabas disminuyeron fuertemente.

TG		Quemado 18000 MWd/T HFP no Xe, wabas 1er ciclo							
0.8 0.3		Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
1.3	0.6	-0.2							
TG		-0.1	-1	TG					
0.9	0.3	-0.3	-1	-0.1					
-0.3	-0.2	0.1	-0.3	-0.2	TG				
TG		-1.3	-0.2	TG	0.3	-1.1	-1.1		
-0.5	-0.9	-0.3	0.1	-0.3	-1	-1.1	-1.3		
1	1.1	1.4	1.3	1.2	0.9	0.6	0.3	1.8	

TG		Quemado 36000 MWd/T HFP, wabas 1er ciclo							
-0.2 -0.3		Diferencias de potencias PIJ-COBAYA							
0.8	-0.2	-0.9							
TG		-0.3	-0.6	TG					
0.5	-0.5	-0.9	-1	-0.8					
0.1	-0.7	-0.8	-0.7	-0.3	TG				
TG		-0.8	-0.1	TG	0.3	-0.6	-0.7		
0.3	-0.9	-0.6	0.5	-0.4	-0.7	-0.4	-0.3		
1	1.2	1.4	1.1	1.3	1.3	1.3	1.1	2.3	

El código COBANO sí tiene en cuenta a través del efecto de historia espectral dicho fenómeno. De manera que se incorpora la corrección en las secciones eficaces disminuyendo el error al 0,4 %.

Se concluye que el efecto de historia espectral por la variación local del espectro de la barra de combustible es reproducible mediante el parámetro que se ha introducido en el desarrollo de la tesis.

TG		Quemado 18000 MWd/T HFP no Xe, wabas 1er ciclo							
0 -0.5		Diferencias de potencias PIJ-COBANO							
0.4	-0.4	-0.8							
TG		-1	-0.5	TG					
0.4	-0.4	-0.4	-0.3	0.4					
0.4	-0.2	-0.3	-0.3	0.7	TG				
TG		-0.4	-0.2	TG	0.7	0.2	0		
0.8	-0.1	-0.1	0.2	0	-0.2	0.1	0.1		
0.3	0.2	0.3	0	0.2	0.4	0.4	0.5	0.6	

TG		Quemado 36000 MWd/T HFP, wabas 1er ciclo							
0.6 -0.3		Diferencias de potencias PIJ-COBANO							
0	-0.3	-0.5							
TG		-0.5	0.6	TG					
0	-0.4	-0.2	0.7	1.2					
0.7	-0.1	-0.4	0.1	1.7	TG				
TG		0.5	-0.2	TG	0.8	0.4	-0.7		
0.7	-0.6	-0.8	-0.3	-0.7	-0.9	-1.1	-1.1		
0.4	0.4	0.4	0	0.2	0.1	0	-0.1	0.6	

Se ha realizado un análisis de las desviaciones relativas de las distribuciones de potencia locales, en todos los casos analizados. (ver figura 11.1) El código COBANO da en media una menor desviación (0,5%). El código COBAYA mantiene una desviación media algo mayor, alrededor del 0,75%.

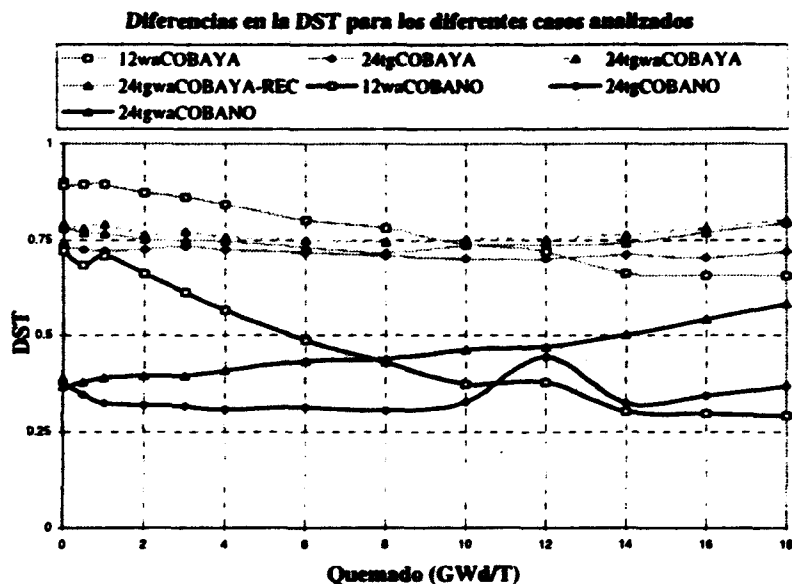


Figura 11.1: Desviación típica de las diferencias de potencias (en %) para los casos de 12 wabas, 24 tubos guía y 12 wabas con quemado en función del quemado del ciclo.

Por último, es interesante analizar el efecto desde un punto de vista más simplificado. Si el elemento se tratase en un primer ciclo sin considerar el efecto local de los wabas, las distribuciones locales de quemado variarían internamente de manera apreciable (respecto al caso en el que se considerase la presencia de wabas).

Esta metodología se utiliza para análisis simplificados de recarga de núcleos, donde se supone que los elementos combustibles no se diferencian si en ciclos previos tuvieron o no wabas en su interior.

El resultado es muy clarificador, la diferencia de potencia en esa barrita próxima al waba se eleva al 2% al principio y se mantiene en el 1% al final del ciclo.

El efecto espectral del waba, como ya se ha comentado deja de tener efecto entre los 8 y 10 GWd/t, en ese momento el waba como absorbente neutrónico

deja de ser efectivo, y se queda como un tubo guía con menor cantidad de agua en su interior. Por lo tanto si se alcanzan quemados muy superiores a éstos, el efecto de quemado espectral de las barras combustibles alrededor de estos wabas para quemados altos, será muy semejante a las barras combustibles junto a tubos guía. En realidad, se producirá un mayor quemado de estas barras, pudiendo aparecer picos de potencia. Estos picos de potencia son achacables a dos factores principalmente:

- Menor quemado de las barras combustibles cercanas al waba.
- Debido al espectro más endurecido durante un largo periodo de tiempo, la tasa de conversión a Plutonio será mayor, provocando diferencias también en este sentido.

TG		Quemado 18000 MWd/T HFP no Xe, wabas 1er ciclo							
Diferencias de potencias PLJ-COBAYA de Recarga									
0.4	-0.1								
2	0.2	-0.7							
TG	0.6	-0.3	TG						
1.6	-0.1	-0.6	-0.5	-0.4					
0.5	-0.6	-0.3	0.5	0.4	TG				
TG	-0.8	0.6	TG	1.2	-0.5	-1.3			
0.1	-1.1	-0.6	0.9	-0.6	-1.5	-1.5	-1.8		
0.5	0.6	0.9	0.7	0.7	0.5	0.2	0	1.5	
TG		Quemado 36000 MWd/T HFP, wabas 1er ciclo							
Diferencias de potencias PLJ-COBAYA de Recarga									
-0.3	-0.4								
1	-0.3	-1							
TG	-0.1	-0.4	TG						
0.7	-0.6	-1	-0.9	-1					
0.3	-0.8	-0.9	-0.5	-0.2	TG				
TG	-0.6	0.1	TG	0.5	-0.4	-0.8			
0.5	-1	-0.7	0.7	-0.5	-0.9	-0.5	-0.4		
0.8	1.1	1.3	0.9	1.2	1.2	1.2	1.1	2.2	

## 11.2 Estudio de criticidad de elementos con reflector.

### 11.2.1 Introducción.

El sistema de códigos de WIMS, modelos de núcleo cilindrizado (teoría de transporte  $S_N$ ) y probabilidades de colisión con geometría real, permite realizar análisis de criticidad de elementos en todo tipo de condiciones.

Estos códigos se empleaban exclusivamente para modelar elementos de combustible en red regular, obteniendo las secciones eficaces por tipo de barra que posteriormente eran utilizadas en el código de difusión de núcleo entero. Sin embargo, la aplicación al caso de elementos aislados o tal vez a la situación de los

elementos combustibles en la piscina del reactor no se había abordado (a pesar de disponer de una capacidad de computación más que suficiente).

En este tipo de modelizaciones aparecen dos problemas fundamentales:

- El fuerte efecto espectral que se produce en el elemento, junto a unos gradientes de flujo muy importantes en la periferia del elemento. En estos casos la variable fundamental es la vecindad espectral (se considera el elemento y el agua que lo rodea en las mismas condiciones termohidráulicas).
- Importancia del correcto tratamiento de las fugas en el elemento a la hora de determinar las fugas axiales, y radiales en geometría 2D.

### **11.2.2 Características básicas del estudio.**

El estudio se centra en elementos combustibles del tipo LO-LOPAR de la central nuclear de Zorita. Los elementos combustibles están formados por una red cuadrada de 14x14 posiciones, con 179 barras combustibles y 17 tubos guía. Las varillas combustibles están soportadas a intervalos, a lo largo de toda su longitud por rejillas, que mantienen la separación lateral de las barras.

Las barritas de combustible están formadas por pastillas de  $\text{UO}_2$  contenidas en tubos de Zircaloy. El esquema del elemento representado en la figura 11.2 toma una numeración de barritas típica de la formulación del código COBAYA. El elemento es asimétrico al disponer de un tubo de instrumentación en una posición central.

Se supone que el medio en el que son introducidos estos elementos es agua sin boro, a una temperatura de 4°C. Con una cantidad de agua que rodea al elemento muy grande. El enriquecimiento de las barritas de combustible es variable y dependerá del caso de estudio. Se ha realizado un análisis para diferentes enriquecimientos 3.6, 6, 8 y 10 w/o.

### **11.2.3 Metodología.**

Se trata de evaluar las condiciones de criticidad de ciertas combinaciones de elementos tipo PWR. Se parte del estudio en detalle de un único elemento, continuando con conjuntos de dos, tres y cuatro elementos.

#### **A. Elementos aislados.**

El desarrollo realizado para resolver el problema del Benchmark ha sido utilizado para analizar cálculos de criticidad de elementos aislados inmersos en gran canti-



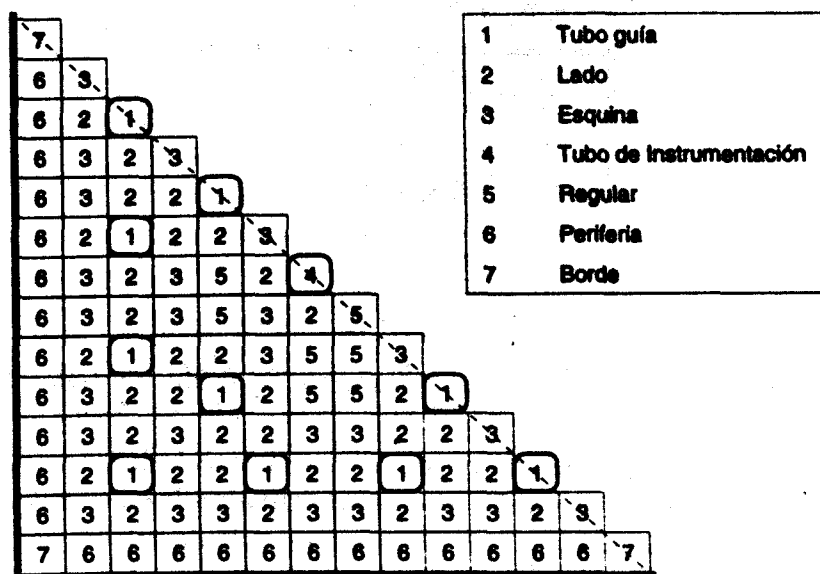


Figura 11.2: Esquema de celdas en un elemento 14x14.

dad de agua. Se trata de evaluar las condiciones de un elemento en un accidente típico de criticidad de caída durante su transporte en un pantano.

Se han utilizado tres metodologías diferentes para evaluar el estado final de criticidad:

- En primer lugar se utiliza el **modelo cilindrizado de WIMS** (*teoría de transporte  $S_N$* ). Se realiza la modelización del elemento tomando el origen en la celda central de tubo de instrumentación, rodeada de sucesivos anillos de barras de combustible. La parte externa se extiende por encima de los 20 cm. de agua, con el fin de alcanzar las condiciones de reflector infinito. El efecto de fugas radiales al igual que en el modelo del Benchmark también tendrá una gran influencia en este cálculo. Se considera este modelo como una buena aproximación al caso real.
- Un segundo modelo utiliza el **método PIJ-mejorado** (*teoría de transporte integral de probabilidades de colisión*), en donde se ha extendido el elemento hasta geometría de un *color-set*. El elemento se considera rodeado de agua en una extensión suficiente como para admitir reflector infinito. En esta modelización se utiliza geometría real del elemento, considerada más precisa en cuanto a su tratamiento.

Se ha analizado la definición de reflector infinito en el modelo de PIJ. Para ello se han realizado unos casos de criticidad de elemento variando el número de celdas de agua que rodean al elemento. Se alcanza la convergencia con 11 celdas extras de agua (reflector). Se puede observar el efecto en función del número de celdas añadidas (tabla 11.1):

Celdas	$k_{eff}$
0	0,53867
3	0,78144
5	0,84404
7	0,86840
9	0,87678
11	0,87941
13	0,87958

Tabla 11.1: Valores de  $k_{eff}$  para distintos números de celdas de reflector.

- Por último se adoptan los **modelos de difusión** con la metodología desarrollada en la tesis. El tratamiento de un elemento aislado en esta geometría puede llegar a provocar problemas en el propio modelo de cálculo de difusión en malla fina del código COBAYA, debido a los fuertes cambios de flujo que se producen en la periferia del elemento y debido también a que se encuentra bastante alejado de criticidad.

La modelización ha consistido en dos procesos separados con el objetivo de volver a analizar la importancia de los factores de discontinuidad de la periferia del elemento.

- Cálculo de difusión *sin factores de discontinuidad en la periferia*. Los resultados tienen discrepancia fundamentalmente al adoptar la aproximación de difusión en malla fina.
- Cálculo *con los factores de discontinuidad obtenidos del cálculo de PIJ*. Con estos factores de discontinuidad se pretende tener un mejor tratamiento, al considerar que el modelo de difusión es demasiado simple para estos casos.

## B. Esquemas reducidos de elementos.

Un segundo análisis consistió en determinar las condiciones de criticidad para un esquema reducido de elementos combustibles iguales (3,6 w/o) y próximos entre sí. Los cálculos fueron realizados por dos modelos (la imposibilidad de utilizar el modelo de PIJ para conjuntos tan grandes):

- El **modelo de WIMS** cilindricizado.
- La **nueva versión de COBAYA** que permite el tratamiento de un conjunto reducido de elementos rodeados de reflector.

Se pueden observar diferencias notables de reactividad entre las dos metodologías y cómo la introducción de factores de discontinuidad en el modelo de difusión de COBAYA mejora el análisis de criticidad del conjunto.

### 11.2.4 Resultados del análisis.

#### A. Elementos aislados.

Los resultados de la modelización para distintos enriquecimientos vienen dados según la tabla 11.2. En esta tabla se dan los valores de  $k_{eff}$  para las distintos enriquecimientos y para los diferentes modelos utilizados.

Para calcular las fugas axiales se ha supuesto una longitud del elemento extrapolada según la fórmula dada por [36]. Este valor es aproximadamente 27,9 cm. Sabiendo que el elemento tiene una longitud real de 241,48 cm. El valor de Buckling axial utilizado para los cálculos de criticidad es de  $0,000136 \text{ cm}^{-2}$ .

En la tabla 11.2 se comparan tres modelos de cálculo diferentes:

WIMS-Cilíndrico	⇒ Transporte $S_N$ .
PIJ	⇒ Probabilidades de Colisión.
COBAYA	⇒ Difusión, con corrección por transporte.

Para un enriquecimiento moderado (3,6 w/o) los tres modelos ofrecen unos resultados parecidos, con diferencias de reactividad pequeñas. Cuando el enriquecimiento aumenta, los efectos espectrales del flujo y el gradiente en la interfase del elemento son cada vez mayores. Se observa un comportamiento similar de WIMS y COBAYA. Con el código PIJ se consideran mejor tratados los efectos en la interfase del elemento.

1 Elemento	Modelos		
Enriquec. (w/o)	WIMS-Cilíndrico	PIJ	COBAYA (con $fd$ )
3,6	0,86910	0,87958	0,87678
6,0	0,94210	0,96192	0,94941
8,0	0,97520	0,99946	0,98226
10,0	1,00050	1,02545	1,00447

Tabla 11.2: Valores de  $k_{eff}$  para distintos enriquecimientos.

Las discrepancias de los resultados son una consecuencia de:

1. Las características del modelo utilizado.
2. Las simplificaciones utilizadas en cada uno de los modelos.

Esquemáticamente se pueden resumir las características más importantes de los tres modelos:

{	WIMS-Cilíndrico	{	Teoría de Transporte $S_N$ . Dancoff medio e interno por barra. Subdivisiones lineales del modelo cilíndrico. Volumen de reflector.
	PIJ	{	Teoría de Probabilidades de Colisión Asigna Dancoff por barra. Subdivisiones en sectores de cada barra. División en líneas y ángulos del <i>tracking</i> . Número de celdas de reflector adyacentes.
	COBAYA	{	Teoría difusión, con corrección por transporte. Secciones eficaces obtenidas de WIMS-cilíndrico. Fac. de disc. en interfase núcleo-reflector de PIJ. Fac. de disc. internos de WIMS-cilíndrico.

### B. Esquemas reducidos de elementos.

Para estudiar la criticidad de un número de elementos variables, se utilizan dos modelos diferentes: WIMS cilíndrico y COBAYA. El modelo PIJ en este caso, no es aplicable debido a que desborda la capacidad de memoria de los ordenadores.

Para un análisis en detalle del elemento se necesitan manejar matrices de  $400 \times 400$  (cuando se hace subdivisión en sectores en el elemento). Estas matrices de regiones o materiales hay que multiplicarlas por 24 (grupos de energía) para hacer un tratamiento detallado energéticamente.

Se podría haber modelado un *color-set* de reflector con PIJ, para estudiar los efectos de esquina del elemento. Con este *color-set*, se podría identificar si el efecto en las barras que se encuentran en elementos de la periferia del núcleo se encuentra bien tratado actualmente o si es posible su mejora. Estas barras serán puntos calientes de potencia, cuando dichos elementos pasen a posiciones internas en ciclos siguientes.

En las diferentes combinaciones de criticidad, se obtuvo como conclusión conservadora que son suficientes dos elementos juntos para alcanzar criticidad. Los resultados se exponen en la tabla 11.3.

En esta tabla (tabla 11.3) se pone de manifiesto la importancia de los factores de discontinuidad en el tratamiento realizado por COBAYA. La utilización de factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector, mejora el cálculo de criticidad, poniendo de manifiesto cómo los códigos que utilizan un modelo de difusión sin correcciones de transporte dan lugar a unos errores de reactividad mayores.

N° elementos	Modelos		
	WIMS	COBAYA (con $fd$ )	COBAYA (sin $fd$ )
1	0,87189	0,87678	0,84640
2	1,02959	0,99427	0,96835
3	1,11079	1,06302	1,04161
4	1,16218	1,13789	1,12176

Tabla 11.3: Valores de  $k_{eff}$  para diferente número de elementos.

Los factores de discontinuidad medios obtenidos mediante el procedimiento POSPIJ (utilizando la formulación de Gauss-Newton) en función del enriquecimiento del elemento tienen un comportamiento que refleja la forma del flujo en la interfase núcleo-reflector.

El factor de discontinuidad rápido no cambia mucho con el tipo de enriquecimiento. Tanto en la zona de reflector como de núcleo, la forma del flujo rápido es puramente exponencial decreciente por lo que la forma del flujo es cóncava y los factores de discontinuidad son menores que la unidad.

El grupo térmico tiene mayor estructura interna, tanto en el núcleo como en el reflector, cambiando fuertemente con el enriquecimiento. En el reflector toma los valores promedios menores que la unidad debido a su comportamiento exponencial. Sin embargo, en las celdas de combustible periféricas del elemento, los factores de discontinuidad varían fuertemente, pasando de un valor menor que la unidad para 3,6 w/o a mayor que la unidad para 10 w/o.

Enriq. (w/o)	Núcleo		Reflector	
	$fd_1$	$fd_2$	$fd_1$	$fd_2$
3,6	0,990	0,989	0,903	0,823
6,0	0,993	1,002	0,904	0,808
8,0	0,999	1,013	0,905	0,802
10,0	0,999	1,024	0,906	0,799

Tabla 11.4: Factores de discontinuidad núcleo-reflector para varios enriquecimientos.

### 11.2.5 Estudio de las distribuciones en el elemento.

Con el código de probabilidades de colisión se pueden obtener de forma detallada la forma de la distribución del flujo y factores de discontinuidad en cada celda. Los factores de discontinuidad se calculan mediante la metodología comentada en el capítulo de factores de discontinuidad. Los valores obtenidos permiten analizar el efecto de la discontinuidad en la periferia del elemento, para su posterior tratamiento en el modelo de difusión.

De igual manera se obtienen los valores de la  $k_{eff}$  del conjunto. Se considera que el valor de reactividad calculado mediante este modelo es el más preciso, por cuanto considera de forma detallada los efectos espectrales de vecindad real en el elemento. Sin embargo, tiene una limitación en tanto que un tratamiento muy detallado del número de zonas espaciales y con un número grande de detalle energético, puede exceder la capacidad de computación de los ordenadores actuales.

Los resultados presentados se corresponden al elemento de 3,6 w/o con 11 celdas adicionales de reflector.

### 1. Factores Dancoff por tipo de Barrita.

El cálculo de los factores Dancoff es importante cuando se quiere tener precisión en el análisis detallado del tipo de barrita. Asignando a cada barrita su Dancoff correspondiente obtenido del primer paso del cálculo de probabilidades de PIJ Dancoff.

Un cálculo de barrita en red regular por el modelo Dasqhe resulta un  $D_{\infty} = 0,739661$ . Los factores Dancoff de la periferia del elemento en contacto directo con el reflector, tanto en borde como esquina, cambian bruscamente de valor tomando aproximadamente los valores del análisis simplificado de celdas rodeadas exclusivamente por agua:

$$\begin{cases} D_{esq} \approx (1 - 3/8 \cdot C_{\infty}) = 0,90237 \\ D_{per} \approx (1 - 5/8 \cdot C_{\infty}) = 0,83728 \end{cases}$$

El efecto del enriquecimiento afectará muy poco a este análisis, ya que cuando la opción de PIJ Dancoff se encuentra con combustible, le asigna una sección eficaz de  $25 \text{ cm}^{-1}$ , es decir, prácticamente negro a los neutrones. Las diferencias en los Dancoff calculados para los diferentes enriquecimientos aparecen por la forma del espectro de los neutrones en el elemento.

### 2. Potencias relativas por barra (%).

La distribución normalizada de potencias por barrita indica la forma del flujo en el interior del elemento (espectro y forma espacial). Las barritas de la periferia sufren un aumento importante debido al efecto de reflector, devolviendo neutrones térmicos al elemento. Se observan unas diferencias importantes entre el interior del elemento y la periferia (máximo de 32,7 % en la barrita de la esquina frente a los -12,9 % en la barrita de posición 4-4 y simétricas).

En las barritas de la periferia del elemento se observa incluso una distribución espacial, con máxima en las celdas de esquina (la mayor cantidad de agua del

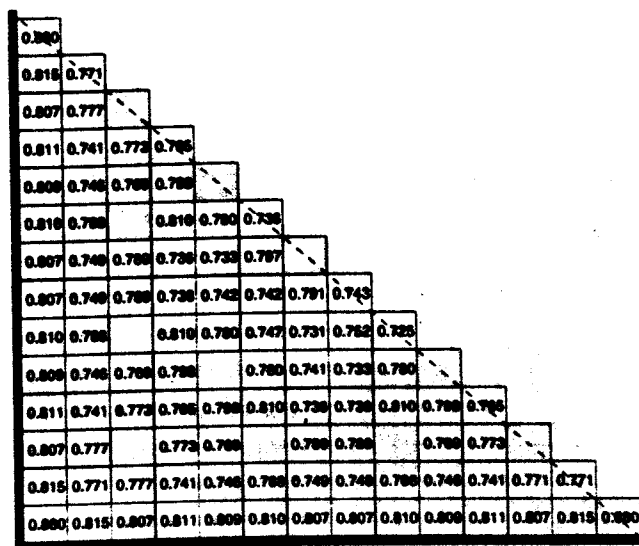


Figura 11.3: Factores Dancoff calculados con PIJ Dancoff.

reflector que rodea a una barrita está en esa posición) disminuyendo hasta alcanzar también otra cota máxima en la zona central del elemento (este pico de potencia viene dado porque es la zona central donde el flujo rápido es máximo).

### 3. Distribuciones de $k_{\infty}$ por barrita.

Las distribuciones de  $k_{\infty}$  por barrita indican la reactividad local de cada celda en el elemento. La  $k_{\infty}$  media del elemento toma un valor de 1,08961. En la figura 11.5 se representan las diferencias porcentuales por barrita respecto al valor del elemento.

La distribución de reactividad se encuentra desplazada hacia la periferia del elemento, tomando los valores máximos en las barritas de las esquinas, alcanzando el mínimo en la zona central del elemento. La diferencia máxima entre barritas es de 21,82 %.

### 4. Distribuciones de $k_{\infty}$ del modo fundamental por barrita.

La  $k_{\infty}$  del modo fundamental del elemento (1,09052) se obtiene a partir de la solución fundamental del flujo. En figura 11.6 se representan las desviaciones respecto al valor medio en cada barrita. Al igual que en el caso previo, la distribución de reactividad se encuentra desplazada hacia la periferia del elemento, aunque la diferencia máxima es de un 2,74 %.

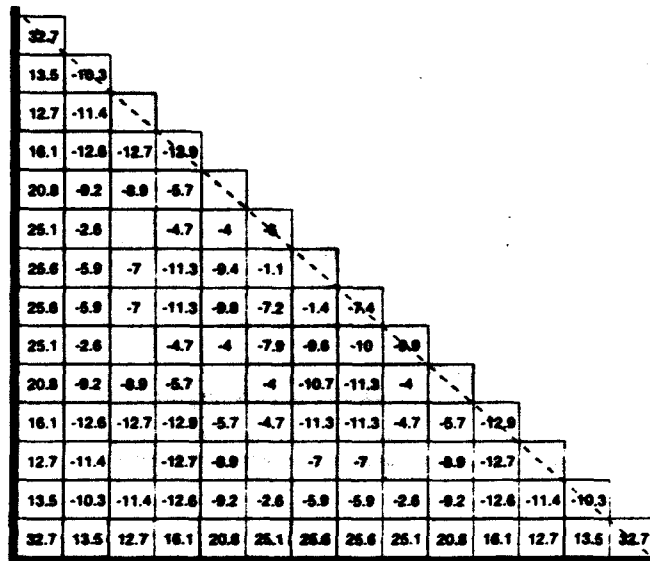


Figura 11.4: Potencias relativas (%) por barra.

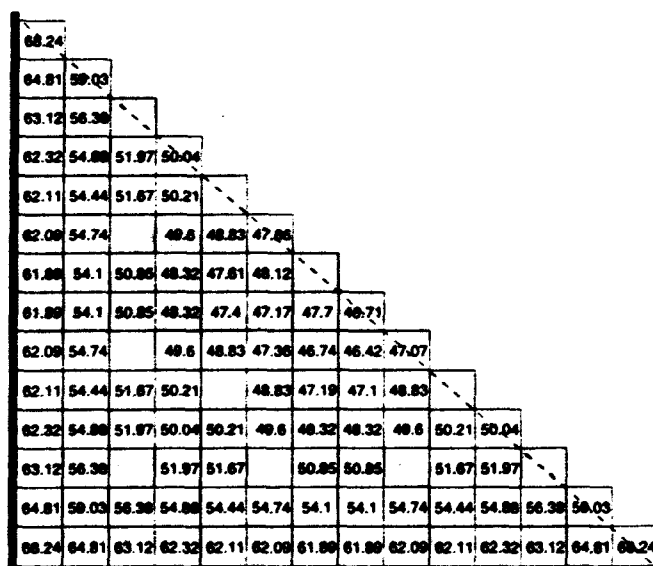
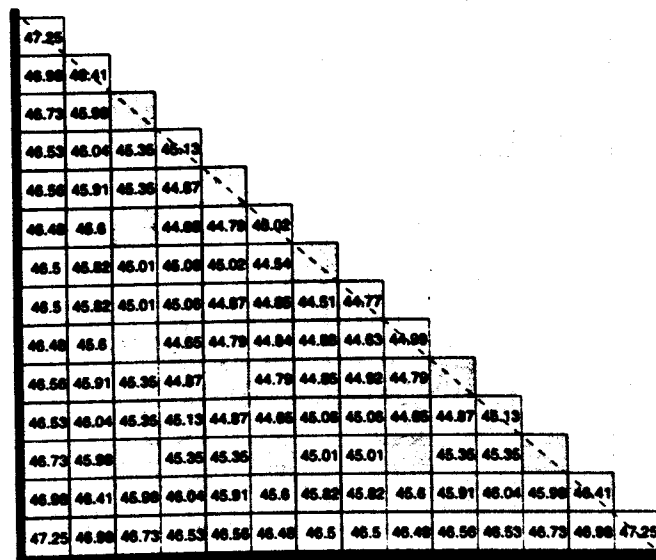


Figura 11.5: Distribuciones de kinf (%) por barra.





### 5. Factores de discontinuidad por Newton-Raphson.

## 6. Factores de discontinuidad por Gauss-Newton.

Según la formulación clásica de factores de discontinuidad se comprueba que se alcanza un valor constante del ratio para las celdas más alejadas del reflector.

El factor de discontinuidad planteado para una región reflectora, en donde el flujo tiene una forma exponencial, se puede simplificar fácilmente.

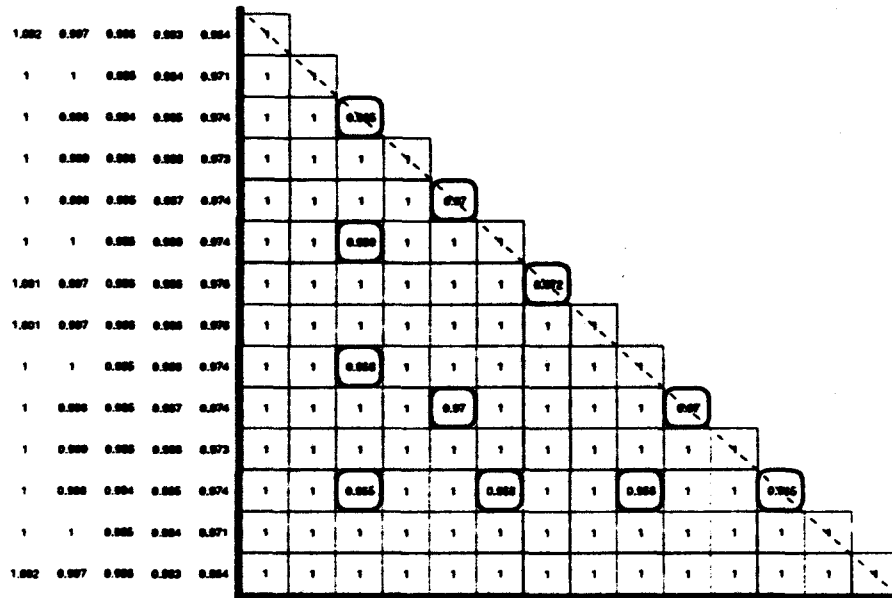


Figura 11.7: Factores de discontinuidad del grupo rápido obtenidos con Newton Raphson, normalizados los factores de discontinuidad del combustible a la unidad.

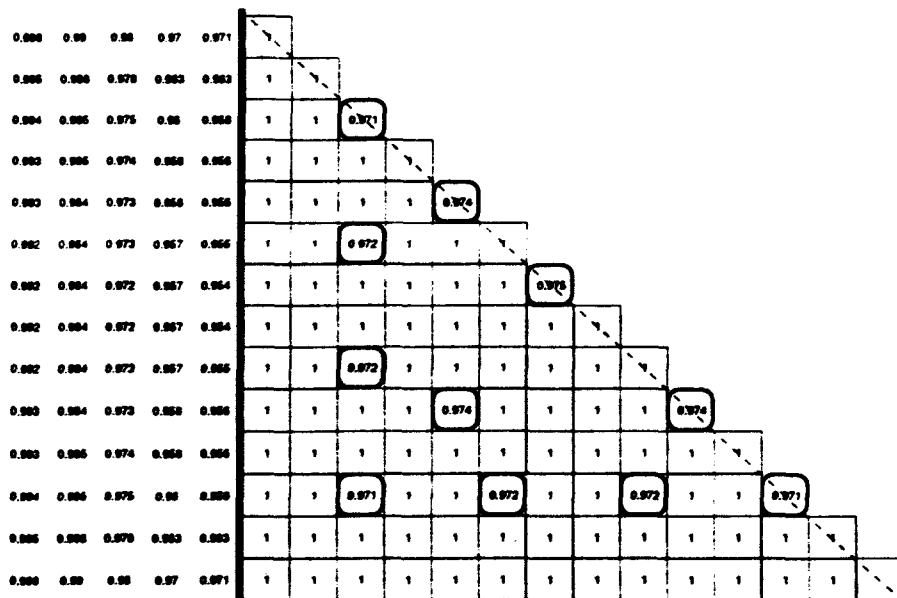


Figura 11.8: Factores de discontinuidad del grupo térmico obtenidos con Newton Raphson, normalizados los factores de discontinuidad del combustible a la unidad.

$$r_{i+1/2}^g = \frac{f_{i \rightarrow i+1}^g}{f_{i+1 \rightarrow i}^g} = \frac{\frac{\overline{\phi}_i^g - \frac{h_i}{2} \frac{J_{i+1/2}^g}{D_i^g}}{\overline{\phi}_{i+1}^g + \frac{h_{i+1}}{2} \frac{J_{i+1/2}^g}{D_{i+1}^g}} \quad (11.1)$$

Por lo tanto, siendo la forma del flujo:

$$\begin{cases} \phi^g(x) = \phi_o^g \cdot e^{-\frac{x}{L^g}} \\ J^g(x) = \frac{D^g}{L^g} \phi^g(x) \end{cases} \quad (11.2)$$

Se calculan los promedios de los flujos en una malla fina de forma directa, para la posición  $i$  e  $i + 1$ :

$$\begin{cases} \overline{\phi}_i^g = \frac{\phi_o^g}{L \cdot \Delta x} \cdot e^{-\frac{x}{L^g}} \cdot \left[ 1 - e^{-\frac{\Delta x}{L^g}} \right] \\ \overline{\phi}_{i+1}^g = \frac{\phi_o^g}{L \cdot \Delta x} \cdot e^{-\frac{x}{L^g}} \cdot \left[ e^{-\frac{\Delta x}{L^g}} - e^{-\frac{2\Delta x}{L^g}} \right] \end{cases} \quad (11.3)$$

Llegando a una expresión de la relación entre factores de discontinuidad constante cuando el  $\Delta x$  y el  $L^g$  se pueden suponer fijos:

$$r_{i+1/2}^g = f(L^g, \Delta x) = \frac{\left[ 1 - e^{-\frac{\Delta x}{L^g}} \right] / \Delta x - \Delta x / 2 \cdot e^{-\frac{\Delta x}{L^g}}}{\left[ 1 - e^{-\frac{\Delta x}{L^g}} \right] / \Delta x \cdot e^{-\frac{\Delta x}{L^g}} + \Delta x / 2 \cdot e^{-\frac{\Delta x}{L^g}}} \quad (11.4)$$

La formulación de estos factores de discontinuidad mantienen implícita una simplificación del modelo. Se considera que los factores de discontinuidad son el mismo para toda la celda y no diferencian su valor según su orientación en la celda. A diferencia de los modelos nodales incluidos en COBAYA donde los factores de discontinuidad dependen del nodo y de la orientación en el nodo (Norte-Sur-Este-Oeste).

## 7. Distribuciones de flujo rápido y térmico.

Se analizan las distribuciones espaciales del flujo térmico y rápido, para un elemento del 10,0 w/o. Se han realizado diversos cortes transversales en el elemento, en las celdas de las filas: C14, C12, C10 y C8 (central). Representando un corte reflector-elemento-reflector.

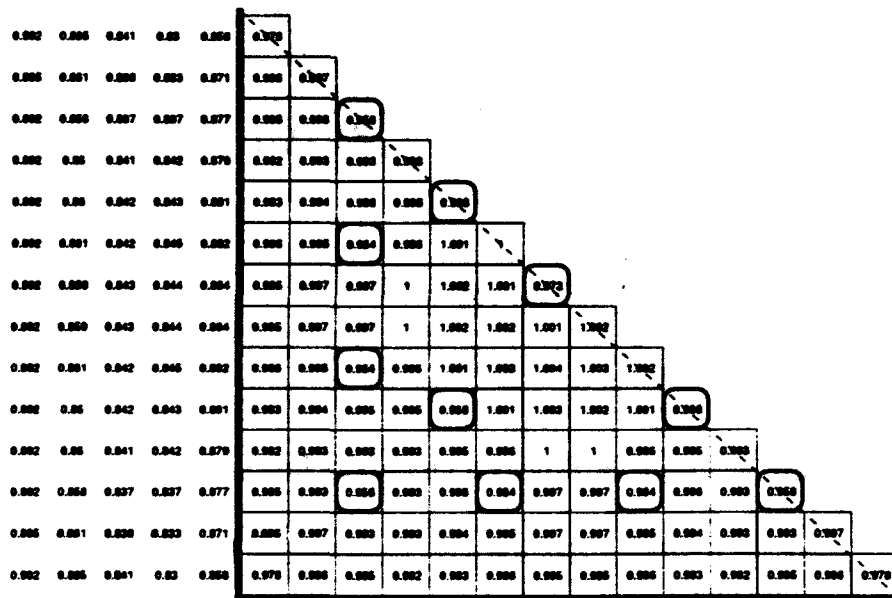
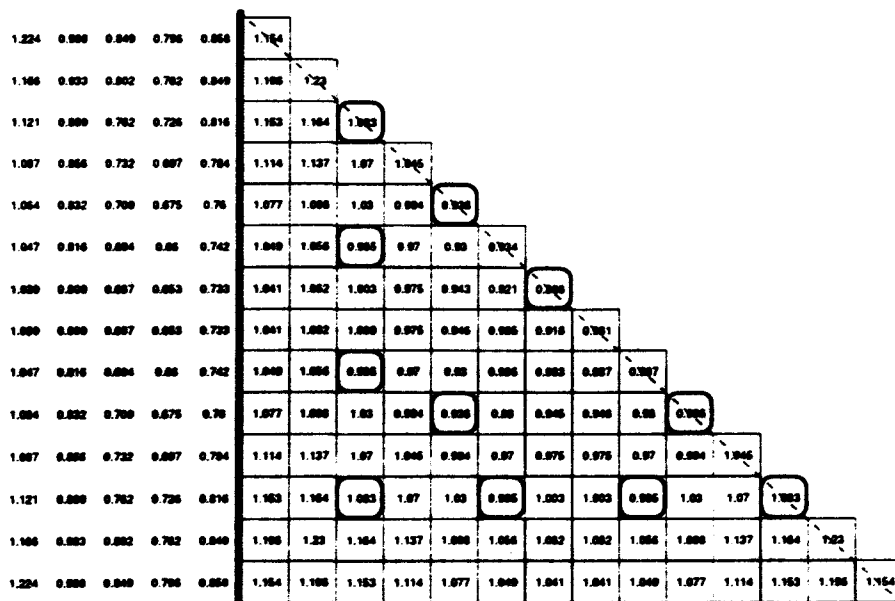


Figura 11.9: Factores de discontinuidad del grupo rápido obtenidos con Gauss Newton.



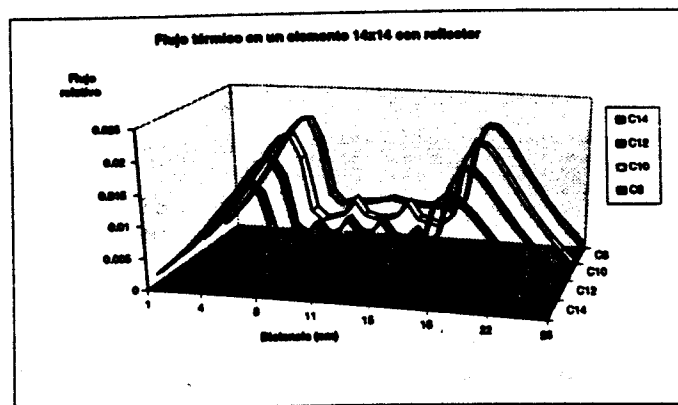


Figura 11.11: Distribución de flujo térmico para diversos cortes transversales.

Se ha representado el caso más extremo de análisis con PIJ. Con un enriquecimiento del 10 w/o el cambio en el flujo térmico es tan fuerte en la periferia del elemento que confirma porqué los modelos simples de difusión y de transporte toman diferencias tan importantes en estos casos respecto al método integral.

En las primeras celdas del reflector aparece un incremento de flujo térmico muy fuerte como consecuencia del efecto de ahorro del reflector, para después decaer exponencialmente.

Internamente en el elemento se comprueba el efecto de moderación en los tubos guías con los aumentos de flujo térmico, pero sin llegar a los niveles extremos del reflector.

También internamente se observa que en la parte central del elemento el flujo térmico es máximo.

La distribución del flujo rápido se encuentra menos distorsionada que en el caso del flujo térmico. El efecto en el reflector es un cambio de la forma del flujo a una componente puramente exponencial.

El pico máximo del flujo aparece en la zona central del elemento, tomando una estructura cosenoidal. El efecto de los tubos guía en el interior del elemento es mínimo, tomando una forma de sumideros de flujo rápido.

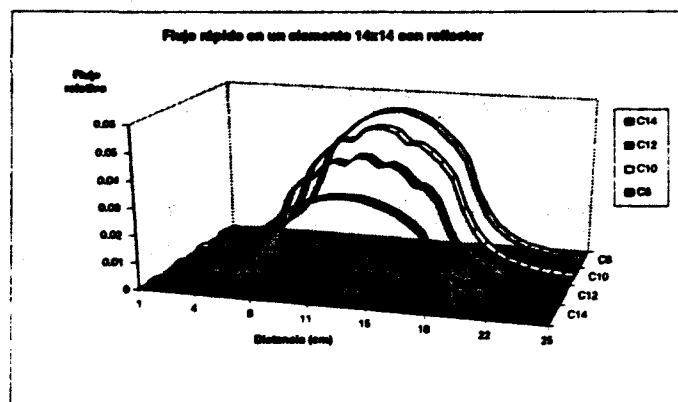


Figura 11.12: Distribución de flujo rápido para diversos cortes transversales.

## Capítulo 12

### Análisis de criticidad de un *color-set*.

El análisis del *color-set*, entendido como una región que está formada por cuatro nodos de elementos diferentes, constituye uno de los problemas más complejos que se pueden tratar mediante el código de probabilidades de colisión (PIJ) y contrastar mediante los códigos COBAYA (difusión con corrección por transporte) y COBANO (que incorpora los desarrollos realizados en esta tesis).

Se trata de evaluar los siguientes efectos en el *color-set*:

1. La fuerte interacción espectral que se produce entre elementos muy diferentes.

Para lograr este efecto de manera destacable se ha escogido un *color-set* formado por dos tipos de elementos. Uno de ellos fresco con 12 wabas. el otro ha sido previamente quemado hasta 18 GWd/T con 12 wabas, que son extraídos para este estudio.

2. Estudio del quemado local y distribución de la historia espectral, también con carácter intranodal.

El código PIJ permitir hacer un quemado microscópico en 24 grupos de energía, considerado suficientemente preciso.

Seguidamente se van a dar algunos de los resultados más interesantes:

1. Distribución de los factores Dancoff por barrita.
2. Distribuciones de potencia.
3. Distribuciones de reactividad local.

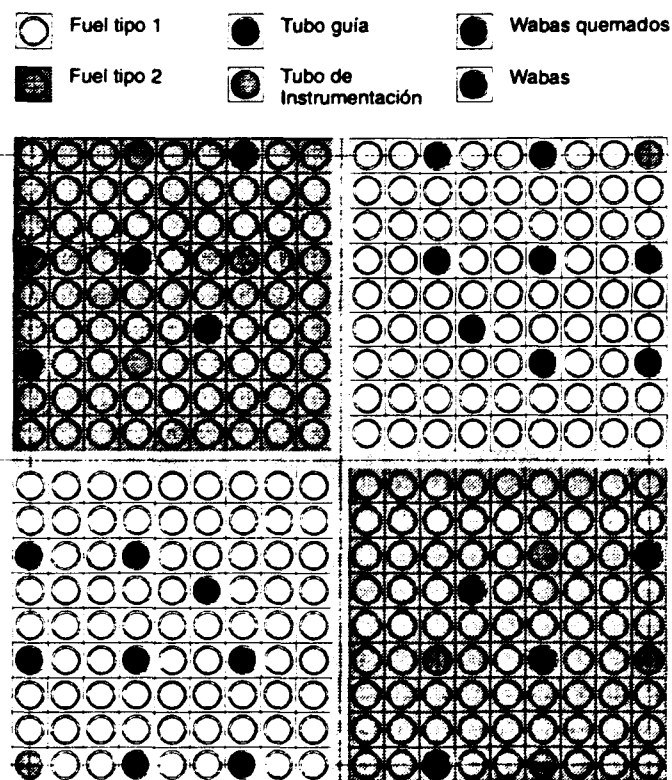


Figura 12.1: Esquema del color-set analizado, formado por dos tipos de elementos combustibles diferentes.



[illegible]

Figura 12.2: Distribución de factores Dancoff por tipo de barra en el color set obtenidos mediante PIJ.

4. Factores de discontinuidad del grupo rápido y térmico calculados mediante Gauss-Newton.

Las distribuciones de potencia y reactividad se comparan mediante los dos códigos utilizados en todo el desarrollo: COBAYA y COBANO.

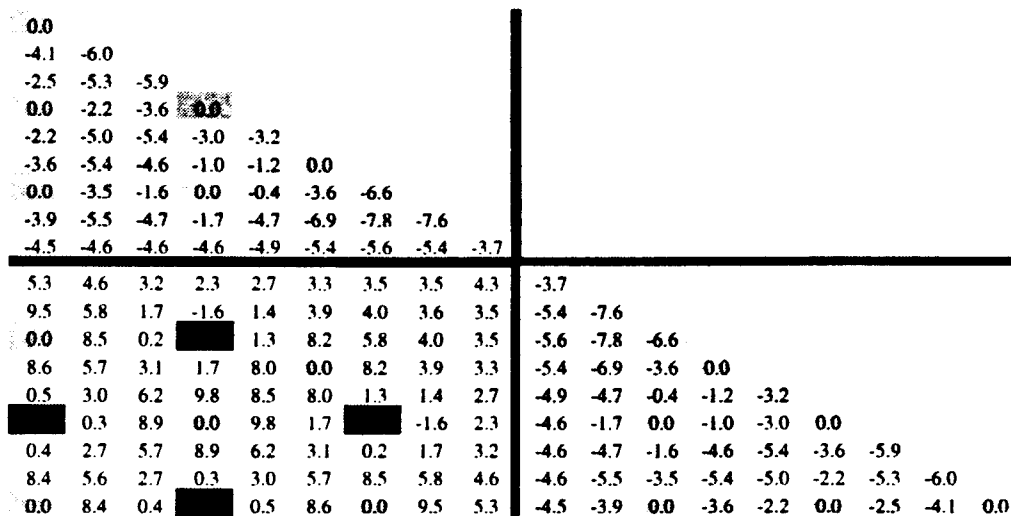
### 12.1 Resultados del análisis del *color-set* mediante PIJ.

Este estudio ha obligado a modificar internamente el código PIJ, debido a que por limitaciones internas de memoria no era posible su ejecución en 24 grupos y con la subdivisión en sectores del moderador realizada. La ejecución del código supera los 100 Mb de memoria.

### 12.1.1 Distribución de factores Dancoff por barra.

Como se esperaba, las distribuciones de Dancoff no difieren si se compara con elementos aislados. Tampoco se ven afectados por el valor de quemado. Las diferencias aparecen por dos factores principales: la vecindad respecto a wabas o tubos guía, y si la barrita está en la periferia de los elementos combustibles (donde se incrementa el volumen de agua de moderador).

La distribución de factores Dancoff será fundamental para determinar correctamente la reactividad, tanto local como global del conjunto. Y por supuesto, la



reproducción de las distribuciones locales de potencia.

### 12.1.2 Distribución de potencias por barra.

En las barras combustibles del elemento quemado, junto a los tubos guía en los que en el primer ciclo se dispusieron wabas, se incrementa porcentualmente la potencia entre un 2 y un 3% respecto de la media. Estas barras son más reactivas debido a que están menos quemadas y también vienen afectadas por el efecto de historia espectral.

El elemento fresco con wabas alcanza un nivel superior de potencia, disminuyendo fuertemente junto a los wabas. Se alcanza un pico máximo de potencia local del 9,8% en la zona interna del elemento, donde la capacidad de moderación es mayor.

### 12.1.3 Distribución de reactividad local.

La reactividad tiene un comportamiento análogo a la potencia. El elemento quemado tiene una reactividad inferior al fresco. En la zona de la periferia de los elementos las barras poseen menor reactividad con respecto a la media del elemento. Este efecto viene fundamentalmente producido por el incremento del factor Dancoff en aquellas barras como por ejemplo la de la esquina del elemento.

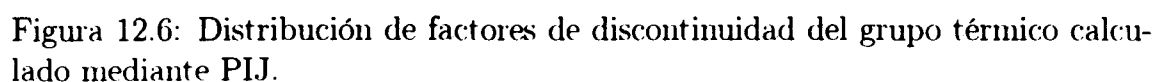
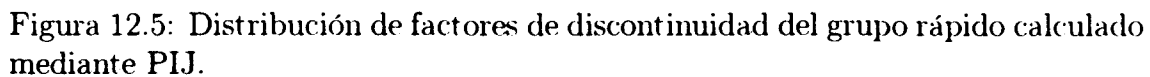
[illegible]

#### 12.1.4 Factores de discontinuidad del grupo rápido y térmico calculados mediante Gauss-Newton.

1. En primera aproximación, los factores de discontinuidad locales para las barritas que no son combustible, son válidos para el conjunto, tanto calculados de forma aislada para el elemento, como para todo el conjunto del *color-set*.
2. Observando los factores de discontinuidad en la periferia entre elementos, se puede concluir que no existe un factor de discontinuidad relevante entre ellos. Hecho que permite concluir que a pesar de haber un fuerte gradiente de flujo en las interfases entre elementos, su efecto no se traduce en un factor de discontinuidad local en las barritas de la periferia.

## 12.2 Contrastación de los resultados obtenidos por PIJ.

El estudio de este caso tan extremo se contrasta con códigos que utilizan difusión con correcciones de transporte (factores de discontinuidad). Estos modelos son



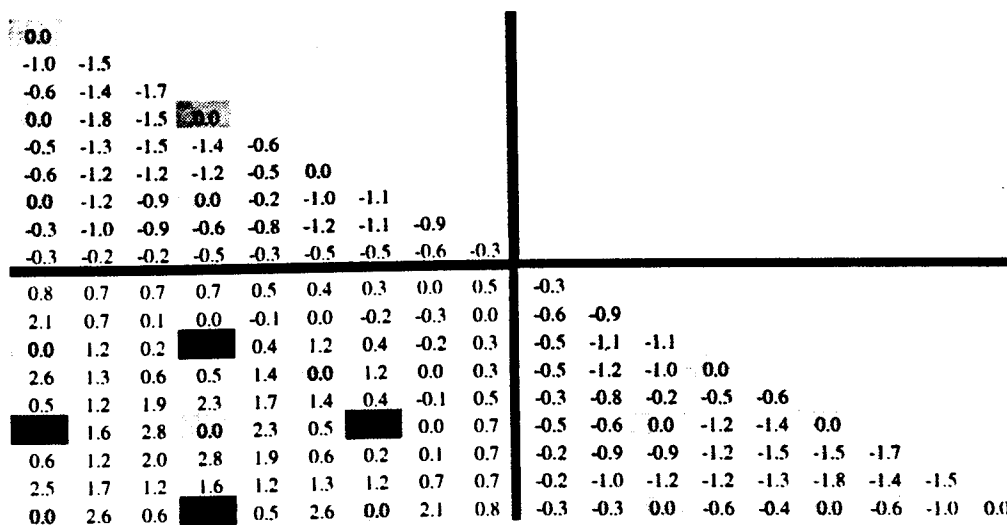


Figura 12.7: Diferencias de la distribución de potencia (en %) calculada por PIJ respecto a la calculada por COBANO.

una simplificación del cálculo real, lo que da lugar a unas diferencias en algunos casos considerables.

### 12.2.1 Diferencias respecto a la distribución de potencia en el primer paso de quemado.

En la figura 12.7, para COBANO, se observan las mayores diferencias en la región central del elemento fresco, llegando a alcanzar un pico del 2.8 %. Sin embargo, la zona de la periferia entre elementos se encuentra bien tratada. Con el quemado las diferencias se reducen.

En la figura 12.8, para COBAYA, se alcanza un máximo de diferencia en el elemento fresco del 3.1%. La zona entre elementos tiene las mayores diferencias que se van reduciendo al avanzar el quemado.

Es interesante analizar gráficamente la evolución de la desviación típica de las potencias con el quemado. El código COBANO presenta mejores resultados, comportándose mejor debido al tratamiento adoptado en las interfases de los elementos. En esta zona las diferencias de las potencias disminuyen de manera apreciable.

### 12.2.2 Diferencias respecto a la reactividad del conjunto.

Existen diferencias acusadas mediante los dos modelos de cálculo. La primera desviación a principio del segundo ciclo ocurre cuando se alcanza el Xenon de

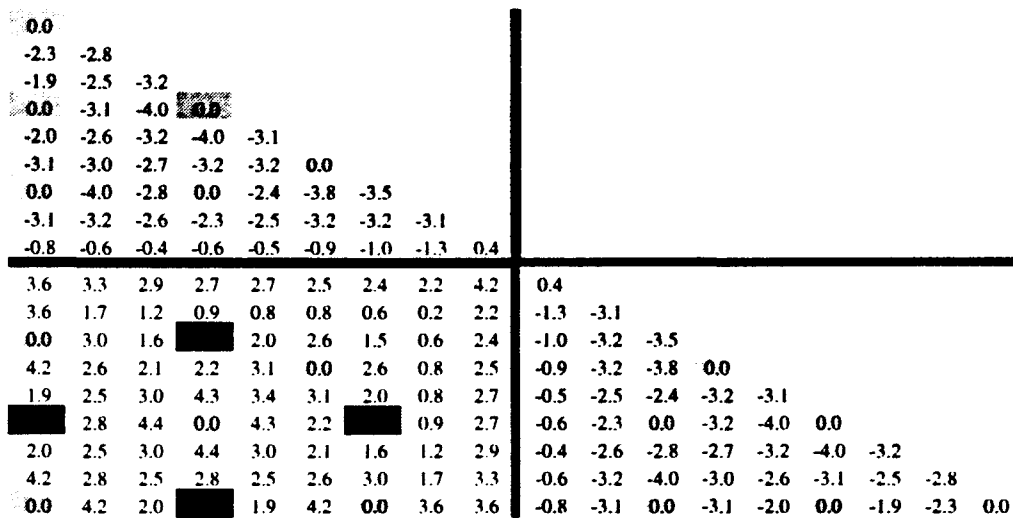


Figura 12.8: Diferencias de la distribución de potencia (en %) calculada por PIJ respecto a la calculada por COBAYA.

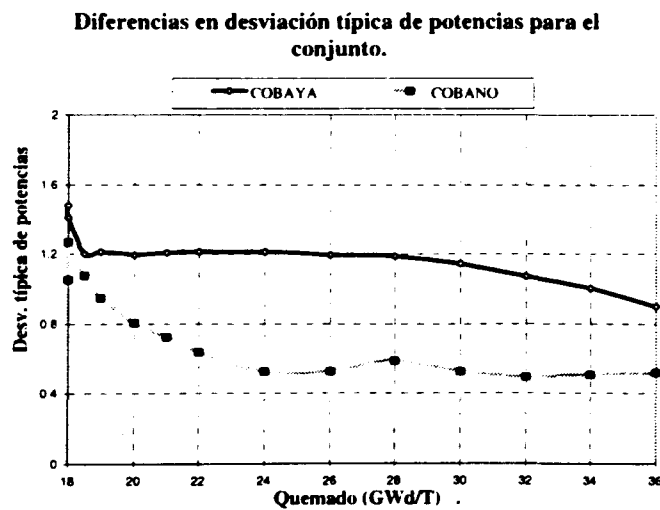


Figura 12.9: Desviación típica de las diferencias de potencias (en %) por barrita en función del quemado.

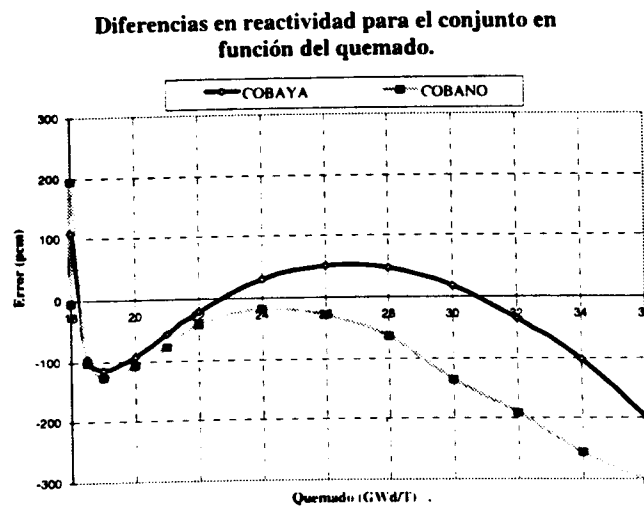


Figura 12.10: Errores en reactividad (en pcm) del conjunto en función del quemado.

Núcleo	$\gamma^{Xe+I}$		$\gamma^{Sm}$	
	LIB86	LIBGD	LIB86	LIBGD
$U^{235}$	6.573	6.450	1.08	1.02
$U^{238}$	6.704	6.200	1.67	1.80
$Pu^{239}$	7.130	7.150	1.28	1.30
$Pu^{240}$	6.769	7.470	1.51	1.40
$Pu^{241}$	7.456	7.800	1.46	1.50

Tabla 12.1: Rendimientos de xenon y samario para las librerías Lib86 y Libgd.

equilibrio. Esta desviación es debida al diferente tratamiento adoptado por los rendimientos de Xenon y Samario.

El modelo PIJ utiliza internamente unos rendimientos de la librería de secciones eficaces (LIBGD). Sin embargo, los rendimientos adoptados por COBAYA se refieren a una base de datos propia (LIB86), que calcula estos rendimientos vía la obtención de las fracciones de fisión en el cálculo del elemento. (ver tabla 12.1)





## Capítulo 13

# Validación con un Benchmark como banco de pruebas experimental.

Consta de tres partes, una primera es la validación con el Benchmark de la ANS. una segunda es la validación y utilización en núcleos PWR y por último su aplicación en análisis de criticidad de elementos aislados.

### 13.1 Descripción del Benchmark propuesto por la ANS.

Se ha analizado con la metodología desarrollada en esta tesis, el problema propuesto por la A.N.S. [7] basado en ciertos experimentos de criticidad realizados por Babcock & Wilcox en los años 70. El problema consistía en varias configuraciones de un núcleo pequeño en el que se trataba de analizar principalmente la criticidad y las distribuciones de potencia en el elemento central del conjunto.

#### 13.1.1 Introducción.

El objetivo del análisis consiste en comprobar la precisión del modelo desarrollado y contrastar los resultados con los valores experimentales aportados en el benchmark, así como con otro tipo de códigos de análisis de elemento de combustible y de núcleo.

El benchmark consiste básicamente en tres configuraciones de elemento combustible, un primer esquema (A) de celdas de tipo combustible, un segundo esquema de elementos con tubos guía (B) y un tercer esquema con barritas de absorbente consumible, tipo pyrex (C).

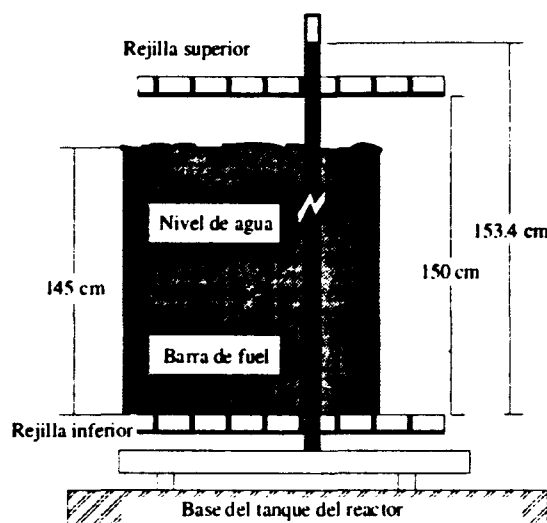


Figura 13.1: Figura axial del núcleo.

Como resultados del experimento se suministran la concentración de boro crítica (del experimento) y las distribuciones de potencia por barrita en el elemento central del conjunto.

### 13.1.2 Características básicas del experimento.

Los experimentos fueron diseñados por B&W conjuntamente con la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos en 1971. El sistema estaba formado por un tanque de aluminio, que contenía agua borada, barritas de  $\text{UO}_2$  y la posibilidad de introducir otro tipo de barritas de tipo pyrex. o bien, vaciar ciertas posiciones dejando celdas vacías de agua borada.

Se trataba de barritas de  $\text{UO}_2$  con bajo enriquecimiento, envainadas en aluminio y el agua contenía boro soluble en forma de ácido bórico disuelto. Se daba como valor ajustado una  $k_{eff} = 1.00070 \pm 60$ .

Mediante las barras de aluminio se pretende simular la reducción efectiva en el poder de moderación que podría ser equivalente a la expansión asociada con un calentamiento a plena potencia.

La región central estaba formada por un esquema de  $3 \times 3$  elementos, de  $15 \times 15$  barritas, rodeados por una región de celdas de combustible de  $\text{UO}_2$  del mismo tipo que las de los elementos combustibles. La región entre la pared interna del tanque y las barritas de combustible contiene agua borada. La frontera de las barritas de  $\text{UO}_2$  es irregular con simetría de  $1/8$ .

Inicialmente se hicieron 8 tipos de carga de núcleo, analizando todo tipo de elementos combustibles: con variaciones de w/o del  $\text{UO}_2$ , gadolinio de diferente

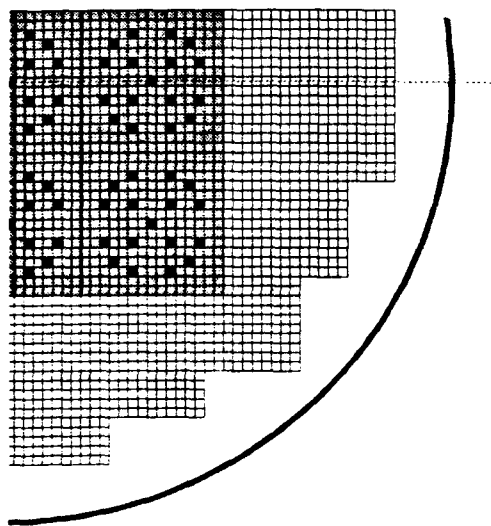


Figura 13.2: Corte transversal del núcleo.

enriquecimiento y en diferentes posiciones, barras de control de  $B_4C$  y  $Ag-In-Cd$ ....

### 13.1.3 Especificaciones del Benchmark y modelización.

#### Descripción del núcleo.

El núcleo está formado por  $3 \times 3$  elementos típicos de un PWR rodeados por la región de barras de  $UO_2$ . Los elementos combustibles centrales tienen diferentes configuraciones de acuerdo con el tipo del problema del benchmark. La región de barras de combustible que los rodean son de  $UO_2$  con bajo enriquecimiento.

El tanque de aluminio tiene un radio de 76,2 cm. Debido al gran espesor de reflector, dicho tanque tendrá poca influencia en la reactividad del conjunto.

El modelo elegido distingue tres regiones diferentes:

- Elementos combustibles centrales (nueve elementos).
- Región externa de barras de combustible de  $UO_2$ .
- Reflector y vacío.

El análisis de esta parte se ha realizado mediante dos tipos de códigos:

- WIMS cilíndrico en 24 grupos con teoría de transporte  $S_6$ , en una aproximación de la geometría real del núcleo.

- Difusión en dos grupos de energía, con geometría 2D:
  - Sin coeficientes de corrección por transporte.
  - Con coeficientes de corrección de transporte, inclusive el tratamiento del reflector.

### **Descripción del elemento de combustible.**

Los tres elementos de combustible están formados por un esquema de  $15 \times 15$  típico de un PWR. Con tres tipos de celdas posibles:

- Combustible.
- Agua.
- Pyrex.

Con un paso entre barras de 1.63576 cm.

Las características de los elementos combustibles son:

- TIPO A: Todo el elemento está formado por celdas de  $\text{UO}_2$  sin vacantes, idénticas a las celdas de  $\text{UO}_2$  de la zona externa.
- TIPO B: Contiene celdas de  $\text{UO}_2$  y 17 celdas o vacantes de agua, en un esquema típico de un PWR.
- TIPO C: Misma configuración que el de tipo B, pero con 16 celdas de pyrex, excepto la celda central que es una vacante de agua.

### **Descripción de las celdas.**

- (a) Celdas de  $\text{UO}_2$ . Contienen una cantidad pequeña de impurezas, caracterizada por una sección eficaz macroscópica  $\leq 0,001 \text{ cm}^{-1}$ , a la energía de los neutrones de 2.200 m/s. De manera que se ha modelado insertando una cantidad de boro que produce un incremento de ese valor en la sección eficaz macroscópica del combustible. La concentración de boro natural contiene un 18,43 % de  $\text{B}^{10}$ . Las barras de  $\text{UO}_2$  poseen un 2,459 w/o de  $\text{U}^{235}$ , con un diámetro de la pastilla de 1,029716 cm y una densidad de  $10,24 \text{ g/cm}^3$ . Las vainas de las pastillas son de aluminio.

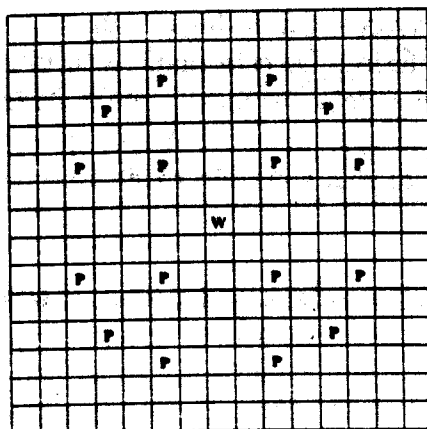


Figura 13.3: Elemento tipo C con pyrex.

- (b) Celdas de pyrex. Este tipo de barras se encuentran en el elemento de tipo C y son altamente absorbentes con concentraciones en peso de BSi:

B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,615 w/o	Al	2 w/o
Na <sub>2</sub> O	4 w/o	SiO <sub>2</sub>	81,385 w/o

El diámetro de las barras es de 1,70 cm y una densidad de 2,24416 g/cm<sup>3</sup>.

Agua y boro soluble. La densidad del agua es de 0,99823 g/cm<sup>3</sup> y la concentración crítica de boro en los diferentes esquemas es la siguiente:

CASO A	1.511 ppm
CASO B	1335.5 ppm
CASO C	794 ppm

Junto a esta información se dan las condiciones de 20 °C y se supone un buckling axial, determinado experimentalmente, de 0,00037 cm<sup>-2</sup>. Los valores de buckling obtenidos de forma experimental y en núcleos pequeños con reflector, tienen gran dificultad de interpretación, puesto que asumir un único modo fundamental puede no ser adecuado para describir el fenómeno de fugas reales en el núcleo. [40]

Según las características del modelo presentado en COBAYA, y calculado en 2D, se supone que el núcleo real difiere del modelado debido a dos causas fundamentales:

- Las fugas axiales en la parte superior e inferior del núcleo.
- La heterogeneidad axial en el moderador.

Debido a que en la parte superior activa del núcleo no hay agua (es aire) las fugas neutrónicas son mayores, dando lugar a una  $k_{eff}$  en la parte superior menor que en la parte inferior. De esta manera, si la  $k_{eff}$  global es 1.00070 su valor en la parte inferior debe ser mayor que el dado experimentalmente. Por ello, se supone que la  $k_{eff}$  debe ser mayor que la calculado mediante códigos bidimensionales, al sólo considerar este tipo de fugas.

## 13.2 Estudios realizados y tratamiento mediante COBAYA.

Seguidamente se comentarán los estudios realizados sobre el Benchmark en cuestión, en donde se han realizado estudios globales del núcleo, estudios de elemento y por último estudios de celda. Se ha realizado un análisis comparativo de los principales parámetros neutrónicos, reactividad y distribuciones de potencia, mediante tres vías diferentes, a comparar con los datos experimentales:

- Resultados experimentales del Benchmark. [7]
- Cálculos realizados mediante MCNP4a y CMP-2. [88]
- Cálculos realizados mediante el código de Monte Carlo TRIPOLI-4, utilizando las librerías JEF2.2 y ENDF/B-VI. [61]
- Cálculos realizados con el modelo de difusión 2D-COBAYA. Utilizando las correlaciones y teorías avanzadas presentadas en la tesis.

### 13.2.1 Desarrollos realizados para el análisis del Benchmark.

El tratamiento de núcleos pequeños lleva consigo numerosas dificultades que ponen de manifiesto dos de los problemas fundamentales de los códigos neutrónicos. Por una parte, los diferentes métodos de cálculo de transporte cuya dificultad se incrementa al ser aplicados en condiciones bastante extremas, como son estos núcleos experimentales pequeños. Y por otra parte, poner de manifiesto las diferencias y las necesidades de mejora de las librerías de secciones eficaces utilizadas, y cuáles son los métodos de tratamiento de las mismas.

Para iniciar el estudio, se hizo en primer lugar un cálculo de transporte mediante el código WIMS de núcleo cilíndrico, con teoría de transporte  $S_6$  y utilizando las secciones eficaces en 69 grupos suministradas por el código. Con este modelo simplificado (cilindricizado) del núcleo se tiene en una primera aproximación el comportamiento global del núcleo, teniendo en cuenta las simplificaciones del modelo utilizado.

Como desarrollo y aplicación de los avances desarrollados en esta tesis, se analizaron los diferentes casos propuestos mediante el código COBAYA (difusión en dos grupos de energía). Este modelo de núcleo estará fuertemente afectado por los fenómenos de vecindad y correcciones de transporte de celda. Destacando la importancia de las correcciones de transporte en la interfase núcleo reflector, que juegan un papel muy relevante en estos casos.

Como dificultad adicional se encontró la forma irregular que adopta el núcleo, formado por nueve elementos típicos de combustible pero que se encuentran rodeados por una zona irregular de barras de combustible. Esta zona irregular, no podía ser modelizada con la metodología anterior de COBAYA. Ha sido preciso introducir un grado mayor de libertad a la hora de disponer en el núcleo los elementos de combustible, formados algunos de ellos por barras de combustible y zonas de moderador. Se puede entender a simple vista, que los modelos y algoritmos utilizados en el modelo de COBAYA con las disecciones en cajas y elementos ya no es válido. La solución adoptada ha sido realizar un suavizamiento de las condiciones de contorno, sobretudo en estas zonas.

### 1.- Análisis de reactividad del núcleo con un modelo cilíndricizado de WIMS para el caso de todo combustible (caso A).

Mediante teoría  $S_6$ , se ha modelizado el núcleo tipo A, en forma de la opción de núcleo cilíndricizado de WIMS, adoptando sucesivos anillos de materiales. El objetivo será el cálculo de la reactividad del conjunto. Con este esquema los resultados obtenidos fueron los siguientes:

$k_{\infty}$	= 1,01241
$M^2$	= 35,9830
$k_{eff}$	= 1,00307

El cálculo de la  $k_{eff}$  se obtiene de la cadena de transporte del código WIMS. Debido a que el cálculo de fugas radiales juega un papel muy importante en este tipo de núcleos pequeños, se ha tratado de extrapolar el efecto de fugas reales, con su geometría real, respecto a la geometría impuesta por el modelo cilíndricizado.

Supuesto entonces proporcionalidad entre fugas radiales y geometría:

$$\frac{\text{Superficie WIMS}}{\text{Superficie REAL}} \propto \frac{\text{Fugas WIMS}}{\text{Fugas REALES}}$$

Se calcula que el factor aproximado es de 1,297. Es decir, en la configuración real existe hasta casi un 30% más de fugas radiales. Por lo tanto si las fugas radiales del cálculo de núcleo cilíndricizado son 934 pcm, se puede suponer como hipótesis unas 278 pcm de incremento por efecto de aumento de superficie real.

El valor de la  $k_{eff}$  es de 1,00029. Valor que está de acuerdo, con la condición experimental de núcleo en estado crítico ( $1,00070 \pm 60$ ).

## **2.- Análisis mediante el modelo de difusión con correcciones de transporte: COBAYA.**

El análisis de reactividad y distribuciones de potencia, para un correcto tratamiento en geometría bidimensional requiere un tratamiento detallado en cada tipo de barra del núcleo. Este análisis se ha realizado para los tres casos propuestos mediante el código COBAYA.

### **2.1.- CASO A.**

El modelo utilizado en este caso necesita dos tipos de celdas: celda de combustible y celda de reflector. Los efectos locales son nulos, puesto que todo el núcleo se encuentra en las mismas condiciones. Son, por lo tanto, los efectos de vecindad los que cobran gran importancia en la corrección de las secciones eficaces.

Se han utilizado tres tipos de celdas de combustible de referencia y se han analizado los efectos de la modelización en el cálculo del conjunto. Los casos se han tomado con dos tipos de modelizaciones de la celda de referencia. Por una parte se ha estudiado la influencia de la homogeneización de la celda, o bien, realizar el cálculo de la celda de combustible de referencia con su geometría real (barra heterogénea). Con este primer estudio se pone de manifiesto la importancia del modelo de cálculo detallado, aceptando el modelo heterogéneo por ser el más próximo al real.

En segundo lugar, se analiza la influencia del valor de Dancoff (para las correlaciones de Dasqhe y de Sauer) que se toma para condiciones de referencia, encontrando que las desviaciones de potencia locales son pequeñas, pero tiene importancia a la hora de evaluar la reactividad final del conjunto.

Tipo de celda	Dancoff	$k_{eff}$
Homogéneo	Dasqhe	1,00544
Homogéneo	Sauer	1,00425
Heterogéneo	Sauer	1,00053

### **2.2.- CASO B.**

Para analizar el caso de vacantes de agua se ha añadido un nuevo tipo de celda (celda de agua). Los fenómenos de corrección por vecindad y los factores de discontinuidad locales, tanto en las barras de agua como en la interfase núcleo



reflector, predican calcular de manera bastante correcta el valor del flujo intranodal en el interior del mini-núcleo.

Con el modelo de COBAYA se ha analizado el núcleo del Benchmark, obteniendo unos resultados bastante satisfactorios. Aplicando la metodología presentada en la tesis de los factores de discontinuidad en el reflector, se ha podido realizar un estudio de su importancia, comprobando que al incluir estos factores de discontinuidad se incrementa la reactividad total del conjunto cerca de 200 pcm.

factores de discontinuidad en el Reflector	$k_{eff}$
SI	1,00232
NO	1,00044

Las diferencias de potencias por barra en el elemento central del núcleo, permiten comprobar su desviación respecto a los valores dados experimentalmente. Se han contrastado los valores de las distribuciones de potencia por barra calculados con los diferentes códigos de Monte Carlo. En la tabla 13.1 se contrastan los valores obtenidos de forma experimental con los dados por el código MCNP4a y con los valores obtenidos por COBAYA.

### 2.3.- CASO C.

Se incorpora un nuevo tipo de celda: pyrex. En la que se incluyen las correcciones de tipo espectral por vecindad y sus factores de discontinuidad. Como se puede observar en este caso, las variaciones intranodales de los flujos y corrientes son muy fuertes. Ello se debe fundamentalmente a que se trata de un núcleo de nueve elementos de combustible, teniendo un gradiente del flujo debido al reflector muy fuerte.

Esta variación espacial del flujo en las interfases entre elementos requiso que el algoritmo original de COBAYA, donde se toman las relaciones corriente a flujo como condición de contorno, fuese suavizado en las interfases de las líneas medias entre elementos. Además, se mejora el tratamiento de esta interpolación en las líneas formadas por nodos de reflector.

Para el caso C de pyrex, los valores de reactividad en función de la utilización de los factores de discontinuidad fueron siempre superiores a los dados experimentalmente. En este caso la influencia de los factores de discontinuidad es algo inferior a la del caso B. Estos factores provocan un desplazamiento del flujo hacia la parte central del núcleo, provocando en este caso, al ser la parte menos reactiva del conjunto, que decrezca la reactividad global del núcleo.

factores de discontinuidad en el Reflector	$k_{eff}$
SI	1,00236
NO	1,00283

Experimental							
MCNP4a							
Calculado							
-	1,107	1,026	1,000	1,025	1,026	0,980	0,983
Water	1,129	1,041	1,024	1,000	1,023	0,996	0,960
-	1,114	1,066	1,033	1,025	1,032	1,000	0,977
	1,068	1,075	1,036	1,047	1,098	1,026	1,003
	1,095	1,093	1,049	1,047	1,083	1,014	0,970
	1,081	1,105	1,049	1,044	1,078	1,014	0,981
		-	1,116	1,118	-	1,070	0,967
		Water	1,115	1,125	Water	1,070	0,991
		-	1,117	1,120	-	1,065	0,990
			1,091	1,145	1,133	1,032	0,924
			1,094	1,158	1,115	1,024	0,980
			1,084	1,126	1,107	1,018	0,979
				-	1,109	1,007	0,974
				Water	1,081	0,997	0,959
				-	1,086	0,999	0,968
					1,015	0,973	0,971
					1,018	0,959	0,948
					1,013	0,975	0,956
						0,970	0,950
						0,965	0,941
						0,958	0,946
							0,920
							0,933
							0,936

Tabla 13.1: Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo B: Experimental, MCNP4a y calculado.

### 13.3 Resumen de los resultados comparativos de los tres casos del Benchmark.237

Experimental							
MCNP4a							
Calculado							
-	1,148	1,027	1,045	1,057	1,047	1,088	1,124
Water	1,182	1,053	1,033	1,003	1,042	1,090	1,125
-	1,123	1,014	1,016	1,018	1,014	1,065	1,102
	1,036	0,945	1,001	0,982	0,962	1,070	1,105
	1,064	0,939	0,995	0,996	0,946	1,044	1,098
	1,052	0,951	0,989	0,991	0,958	1,047	1,097
		-	0,901	0,900	-	1,001	1,087
		pyrex	0,888	0,885	pyrex	0,981	1,088
		-	0,896	0,892	-	0,984	1,085
			0,914	0,854	0,933	1,049	1,088
			0,901	0,873	0,933	1,059	1,117
			0,928	0,886	0,922	1,046	1,107
				-	0,970	1,097	1,138
				pyrex	0,977	1,077	1,160
				-	0,961	1,085	1,133
					1,071	1,140	1,195
					1,085	1,141	1,191
					1,066	1,130	1,161
						1,164	1,199
						1,181	1,183
						1,165	1,185
							1,206
							1,236
							1,199

Tabla 13.2: Valores de potencias relativas por barrita en el elemento tipo C: Experimental, MCNP4a y calculado.

En la tabla 13.2 se representan las distribuciones de potencia por barrita para el caso C, con los tres valores: experimental, MCNP4a y calculado por COBAYA.

### 13.3 Resumen de los resultados comparativos de los tres casos del Benchmark.

A continuación se exponen los principales resultados de contrastación para varios códigos, incluido el código COBAYA.

	COBAYA	MCNP4a	TRIPOLI-4	
			JEF2.2	ENDF/B-VI
CASO A	1.00053	$1.00099 \pm 0.00034$	$0.99920 \pm 0.00027$	$0.99480 \pm 0.00021$
CASO B	1.00232	$1.00087 \pm 0.00030$	$0.99950 \pm 0.00032$	$0.99570 \pm 0.00028$
CASO C	1.00236	$0.99715 \pm 0.00033$	$0.99830 \pm 0.00035$	$0.99430 \pm 0.00025$

Tabla 13.3: Valores de reactividad para los casos A, B y C.

Diferencias (pcm)	TRIPOLI-4 ENDF/B-VI-JEF2.2
CASO A	441
CASO B	381
CASO C	402

Tabla 13.4: Diferencias en reactividad ENDF/B-VI y JEF2.2 con el código TRIPOLI-4.

### 13.3.1 Valores de reactividad.

Los valores para los tres casos estudiados se dan en la tabla siguiente, recordando que el valor dado experimentalmente es de  $(1.00070 \pm 60)$ .

Los valores de reactividad para los tres casos y comparando los tres códigos están dentro de cierto margen aceptable de error. Si bien es necesario hacer algunos comentarios:

- Los valores calculados por COBAYA son siempre más reactivos. Los cálculos han sido realizados con valores promedios en todo el núcleo en un cálculo bidimensional. A pesar de haber introducido el buckling axial dado en la referencia, se puede estimar que mediante un análisis tridimensional la reactividad puede descender al aumentar las fugas axiales principalmente en la parte superior. Es un efecto, señalado por [88], y válido en esta primera aproximación.
- Es destacable las diferencias de reactividad para los dos casos analizados por el código TRIPOLI-4. Las diferencias de los dos cálculos son debidas principalmente al diferente tratamiento de la sección eficaz de captura del U238.

### 13.3 Resumen de los resultados comparativos

CASO B			
COBAYA	MCNP4a	TRIPOLI-4 /JEF2.2	TRIPOLI-4 /ENDF/B-VI
1.93%	1.96%	1.87%	1.62%
CASO C			
COBAYA	MCNP4a	TRIPOLI-4 /JEF2.2	TRIPOLI-4 /ENDF/B-VI
1.49%	1.67%	1.86%	1.57%

Tabla 13.5: Comparación de las desviaciones estándar de los errores relativos.

#### 13.3.2 Distribuciones de potencia.

Como tabla resumen, se han calculado, para los casos B y C, las desviaciones estándar de los errores relativos, respecto a los valores experimentales de las distribuciones de potencia del elemento central del núcleo.

Como conclusión del estudio de las distribuciones de potencia, se puede concluir que existe un buen acuerdo de resultados en comparación con otros códigos. Con un mayor detalle se presentan a continuación todo un conjunto de comparaciones relativas.

Las distribuciones locales de potencia indican para el caso de vacantes de agua (B) que existe un error muy probable de medida en la barrita subrayada de máxima desviación de potencia.

##### Diferencias (%) TRIPOLI-4 JEF2.2

w  
1.5 1.4  
3.2 2.7 w  
1.1 1.6 0.8 0.2  
-0.8 0.1 0.2 -2.1 w  
-0.4 -1.3 w -0.7 -1.9 0.3  
-0.4 0.2 0.7 -1.7 -1.9 -0.2 -0.5  
-0.3 -2.3 2.4 6 -1.3 -1.9 -1.4 -0.4

##### Diferencias (%) MCNP4a

w  
2 2.6  
1.5 1.7 w  
2.5 1.3 -0.1 0.3  
-2.4 0 0.7 1.2 w  
-0.2 -1.3 w -1.5 -2.5 0.3  
1.7 -1.2 0 -0.7 -0.9 -1.4 -0.4  
-0.2 -3.3 2.5 6.1 -1.5 -2.3 -0.9 1.5

##### Diferencias (%) TRIPOLI-4 ENDF/B-VI

w  
-0.3 1.3  
1.6 1.8 w  
1.6 0.9 0.9 -0.7  
-0.7 0.3 0.7 -1.6 w  
-0.3 -0.9 w -2.5 -1.5 1.2  
1.6 -0.6 1.2 -0.2 0 0.4 -1.2  
0.3 -2.5 2 4.6 -2 -2.2 -0.6 1.3

##### Diferencias (%) COBAYA

w  
0.6 1.2  
3.9 2.8 w  
3.3 1.3 0.1 -0.6  
0.0 -0.3 0.2 -1.7 w  
0.6 -1.8 w -2.3 -2.1 -0.2  
2.0 -1.2 -0.5 -1.4 -0.8 0.2 -1.2  
-0.6 -2.2 2.4 6.0 -0.6 -1.5 -0.4 1.7

Para el caso de incorporar pyrex en los elementos (caso C) se observa como el código MCNP4a tiene unos resultados diferentes al resto de soluciones.

## Diferencias (%) TRIPOLI-4 JEF2.2

W
-3.2 0.8
5 1.2 P
1 -1.9 0.3 1
-3.3 -0.5 0.4 5.9 P
0.2 -0.6 P -0.6 0.2 0.2
-1.8 -1.8 -2.1 0.4 0.8 -0.3 0.1
1.1 0.6 0.4 2.3 0.4 -1.3 -2.4 -0.3

## Diferencias (%) MCNP4a

W
3 2.7
2.6 -0.6 P
-1.2 -0.6 -1.4 -1.4
-5.1 1.5 -1.5 2.3 P
-0.5 -1.6 P 0 0.6 1.4
0.2 -2.4 -1.9 1 -1.8 0.2 1.5
0.1 -0.6 0.1 2.3 2 -0.3 -1.4 2.5

## Diferencias (%) TRIPOLI-4 ENDF/B-VI

W
0.2 2.2
1 0 P
-2.8 -0.4 -1 1.3
-2.4 0.4 -2.4 2.7 P
-2.1 -0.9 P 0 1.5 0.4
1.5 -2.1 0.1 0.9 -0.5 1.5 0.1
-1.2 -0.4 1 3.9 0.5 -2.7 -0.5 -0.2

## Diferencias (%) COBAYA

W
-2.2 1.5
-1.3 0.6 P
-2.8 -1.2 -0.6 1.5
-3.7 0.9 -0.9 3.7 P
-3.2 -0.4 P -1.2 -0.9 -0.5
-2.1 -2.1 -1.7 -0.3 -1.1 -0.9 0.1
-2.0 -0.7 -0.2 1.7 -0.4 -2.8 -1.2 -0.6

### 13.4 Análisis de reactividad de elementos en red regular.

Se analizan los valores de reactividad y distribuciones de potencia para los elementos aislados, como si se tratase de una red de tipo regular. Estos valores no fueron dados en el experimento, pero son muy útiles para comparar las diversas técnicas de cálculo y las bases de datos nucleares. Según esta disposición en red regular la reactividad de estos elementos será mayor que la de los casos anteriores, donde los mismos elementos se disponían en el reactor experimental.

Junto a estos resultados se calcularon distintos valores de tasas de reacción que permitirán contrastar el modelo empleado para el cálculo del flujo neutrónico y el conjunto de librerías de secciones eficaces empleadas por dicho modelo. Los valores de tasas de reacción calculados con los diversos códigos son:

$\delta^{25}$	= Fisiones epitérmicas/Fisiones térmicas del $U^{235}$
$\delta^{28}$	= Fisiones $U^{238}$ /Fisiones $U^{235}$
$\rho^{25}$	= Captura epitérmicas/Captura térmicas del $U^{235}$
$\rho^{28}$	= Captura epitérmicas/Captura térmicas del $U^{238}$
CR	= Captura $U^{238}$ /Absorción $U^{235}$
AP	= Fracción de absorciones en las barras de Pyrex

Comparando conjuntamente los casos A, B y C se pueden observar tres aspectos fundamentales:

- El menor valor de  $\delta^{25}$  se da en el caso B debido a que el espectro de neutrones está más moderado como consecuencia de los 17 tubos guía presentes. Siendo válido este razonamiento para las otras magnitudes  $\delta^{28}$ ,  $\rho^{25}$  y  $\rho^{28}$ .

- En el caso B no sólo el espectro está más moderado sino que las capturas en el  $U^{238}$  (factor CR) y las fisiones en el  $U^{238}$  (factor  $\delta^{28}$ ) son menos importantes.
- En el caso C, el espectro está más endurecido debido a la presencia de los 16 Pyrex en el elemento. La importancia de las fisiones en el  $U^{238}$  es mayor, como se ve al analizar el factor  $\delta^{28}$  que crece cerca de un 2%, permaneciendo prácticamente constantes los factores  $\rho^{28}$  y CR.

Al comparar los resultados de las dos librerías (JEF2.2 y ENDF/B-VI) se pueden subrayar las siguientes conclusiones:

- El espectro neutrónico obtenido con la librería ENDF/B-VI es algo más duro que el obtenido con la JEF2.2. Según esto los valores de reactividad serán mayores con la JEF2.2.
- Comparando los valores de  $\delta^{25}$ ,  $\rho^{25}$  y CR se observa que las diferencias más evidentes están en el tratamiento de las secciones eficaces del  $U^{238}$  más que en las del  $U^{235}$ .
- Las diferencias en el  $\rho^{28}$  (alrededor del 2%) y del  $\rho^{25}$  (menos del 1%) indican que en la región epitérmica las secciones eficaces de captura del  $U^{238}$  y del  $U^{235}$  son mayores en la librería ENDF/B-VI, acentuándose la diferencia en el  $U^{238}$ .
- Comparando el factor CR se puede deducir con lo anterior, que en general la sección eficaz de captura del  $U^{238}$  es mayor en la librería ENDF/B-VI. Esto produce que los valores de reactividad sean menores.

### 3.1- Celdas de combustible.

En la tabla siguiente se dan los valores de  $k_{\infty}$  obtenidos mediante los diferentes códigos antes mencionados. El valor de reactividad para la barra de combustible de referencia se calculó mediante el modelo PIJ-Perseus-heterogéneo y mediante  $S_N$  heterogéneo, utilizando las librerías de WIMS.

$k_{\infty}$ PIJ	= 1,05864
$k_{\infty}$ $S_N$ heterogéneo	= 1,05857
$k_{\infty}$ CPM-2	= 1,05883
$k_{\infty}$ MCNP4a	= 1,05875 $\pm$ 0,00081
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 JEF2.2	= 1,05920 $\pm$ 0,00035
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 ENDF/B-VI	= 1,05460 $\pm$ 0,00032

Tabla 13.6: Valores de reactividad pin cell: PIJ, SN, CPM-2, MCNP4a y TRIPOLI-4.

La comparación de tasas de reacción se presenta en la tabla 13.7.

	PIJ	$S_N$	TRIPOLI-4	
			JEF2.2	ENDF/B-VI
$\delta^{25}$	1.300E-1	1.3100E-1	1.300E-1	1.304E-1
$\delta^{28}$	6.728E-2	6.455E-2	6.400E-2	6.437E-2
$\rho^{25}$	3.449E-1	3.506E-1	3.319E-1	3.343E-1
$\rho^{28}$	2.135E+0	2.174E+0	2.240E+0	2.295E+0
CR	4.495E-1	4.551E-1	4.666E-1	4.723E-1

Tabla 13.7: Datos neutrónicos de pin cell: PIJ, SN y TRIPOLI-4.

### 3.2- Elemento tipo B.

Valor de  $k_{\infty}$  obtenido mediante PIJ-WIMS, en comparación con los resultados de los códigos CPM-2 y MCNP4a. (ver tabla 13.8)

$k_{\infty}$ PIJ	= 1,05717
$k_{\infty}$ CPM-2	= 1,04981
$k_{\infty}$ MCNP4a	= 1,05025 $\pm$ 0,00080
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 JEF2.2	= 1,04810 $\pm$ 0,00031
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 ENDF/B-VI	= 1,04520 $\pm$ 0,00030

Tabla 13.8: Valores de reactividad elemento tipo B: PIJ, CMP-2, MCNP4a y TRIPOLI-4.

Los valores de tasas de reacción se presentan en la tabla 13.9.

	PIJ	TRIPOLI-4	
		JEF2.2	ENDF/B-VI
$\delta^{25}$	1.150E-1	1.156E-1	1.160E-1
$\delta^{28}$	5.994E-2	5.942E-2	5.977E-2
$\rho^{25}$	3.087E-1	2.950E-1	2.974E-1
$\rho^{28}$	1.899E+0	2.005E+0	2.048E+0
CR	4.215E-1	4.384E-1	4.426E-1

Tabla 13.9: Datos neutrónicos de elemento tipo B: PIJ y TRIPOLI-4.

Se han analizado las diferencias de la distribución de potencia analizada por MCNP4a y la obtenida mediante PIJ del elemento aislado en red regular para el elemento tipo B. Los resultados se presentan en la tabla 13.10.

### 3.3- Elemento tipo C.

Valor de  $k_{\infty}$  obtenido mediante PIJ-WIMS y por los códigos CPM-2 y MCNP4a. (ver tabla 13.11) Se puede observar un buen acuerdo en el valor de reactividad.



MCNP4a							
CPM-2							
PIJ							
-	1,040	0,985	0,967	0,970	0,974	0,972	0,951
Water	1,054	1,000	0,979	0,978	0,980	0,962	0,947
-	1,047	0,999	0,977	0,975	0,982	0,964	0,950
	1,028	1,051	0,989	0,991	1,038	0,983	0,958
	1,034	1,049	1,006	1,006	1,035	0,964	0,952
	1,024	1,046	1,000	1,002	1,034	0,983	0,956
		-	1,062	1,076	-	1,031	0,956
		Water	1,062	1,065	Water	1,029	0,960
		-	1,062	1,068	-	1,030	0,965
			1,046	1,101	1,075	0,993	0,951
			1,057	1,091	1,078	0,995	0,955
			1,046	1,085	1,072	0,994	0,959
				-	1,068	0,975	0,952
				Water	1,049	0,970	0,947
				-	1,051	0,975	0,952
					0,994	0,956	0,939
					0,995	0,954	0,941
					0,992	0,956	0,946
						0,941	0,943
						0,942	0,937
						0,946	0,941
							0,923
							0,935
							0,942

Tabla 13.10: Valores de potencias relativas por barra en el elemento tipo B en red regular: MCNP4a, CPM-2 y calculado por PIJ.

La discrepancia con el código CPM-2, básicamente un código de probabilidades de colisión, puede venir dada por las mejoras introducidas en el modelo PIJ de WIMS, en lo referente a la modelización del *tracking* (geometría real cuadrada, asociando a cada celda el moderador propio) y al nuevo tratamiento del Dancoff en resonancias.

$k_{\infty}$ PIJ	= 0,98607
$k_{\infty}$ CPM-2	= 0,98419
$k_{\infty}$ MCNP4a	= 0,98613 $\pm$ 0,00078
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 JEF2.2	= 0.98790 $\pm$ 0,00032
$k_{\infty}$ TRIPOLI-4 ENDF/B-VI	= 0.98520 $\pm$ 0,00035

Tabla 13.11: Valores de reactividad elemento tipo C: PIJ, CPM-2, MCNP4a y TRIPOLI-4.

Los valores de tasas de reacción están recogidos en la tabla 13.12.

	PIJ	TRIPOLI-4	
		JEF2.2	ENDF/B-VI
$\delta^{25}$	1.297E-1	1.288E-1	1.291E-1
$\delta^{28}$	6.642E-2	6.550E-2	6.582E-2
$\rho^{25}$	3.492E-1	3.290E-1	3.313E-1
$\rho^{28}$	2.150E+0	2.241E+0	2.291E+0
CR	4.511E+1	4.665E-1	4.715E-1
AP	1.437E-1	1.388E-1	1.380E-1

Tabla 13.12: Datos neutrónicos de elemento tipo C: PIJ y TRIPOLI-4.

Para el elemento tipo C en red regular se comparan las distribuciones de potencia analizadas por MCNP4a y la obtenida mediante PIJ-mejorado del elemento aislado. Ver resultados en la tabla 13.13.

MCNP4a							
CPM-2							
PIJ							
-	1,140	1,008	1,000	1,006	1,007	1,027	1,053
Water	1,121	1,006	0,995	0,993	0,998	1,040	1,074
-	1,108	1,007	0,996	0,996	0,999	1,034	1,059
	1,040	0,931	0,952	0,963	0,928	1,011	1,063
	1,032	0,917	0,961	0,948	0,917	1,006	1,067
	1,026	0,931	0,958	0,960	0,930	1,007	1,059
		-	0,857	0,877	-	0,953	1,048
		Pyrex	0,852	0,853	Pyrex	0,944	1,060
		-	0,875	0,874	-	0,951	1,056
			0,894	0,845	0,883	1,010	1,062
			0,865	0,827	0,861	1,002	1,078
			0,891	0,855	0,889	1,004	1,056
				-	0,922	1,053	1,078
				Pyrex	0,920	1,057	1,107
				-	0,931	1,048	1,101
					1,024	1,082	1,108
					1,018	1,101	1,135
					1,025	1,086	1,101
						1,097	1,127
						1,137	1,157
						1,116	1,135
							1,144
							1,169
							1,135

Tabla 13.13: Valores de potencias relativas por barrita en el elemento tipo C en red regular: MCNP4a, CPM-2 y calculado por PIJ.



# **Capítulo 14**

## **Aplicación en núcleos PWR.**

Un cuarto nivel de contrastación fundamental es la utilización del código para el análisis de núcleos PWR. Se ha realizado el estudio de validez para la central de Ascó II, en su primer y segundo ciclo de operación.

### **14.1 Introducción.**

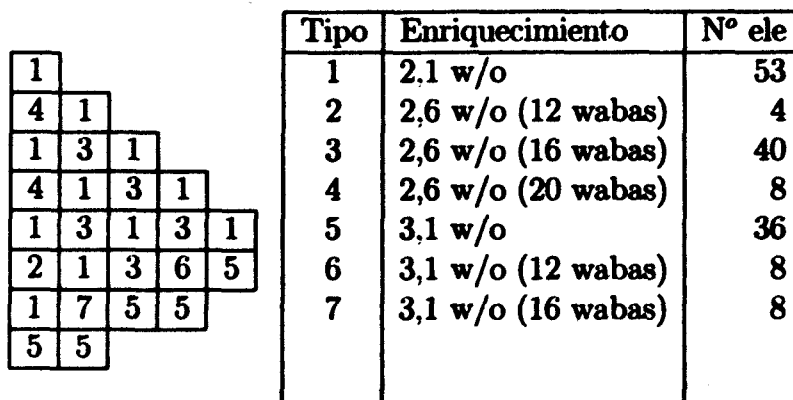
El sistema SEANAP está formado por un conjunto integrado de códigos de análisis de centrales tipo PWR. Ha sido desarrollado en el Instituto de Fusión Nuclear (DENIM) por los profesores D. José M<sup>a</sup> Aragonés y D<sup>a</sup> Carolina Ahnert bajo el patrocinio del Plan de Investigación Eléctrico (PIE), en colaboración con UNESA, ENDESA y las centrales nucleares españolas de Vandellós, Ascó, Zorita y Almaraz.

El sistema SEANAP ha sido probado y validado positivamente en los últimos 10 años en más de 60 ciclos de operación de las centrales nucleares de Almaraz I y II, Zorita, Vandellós II, y Ascó I y II. Las capacidades propias del sistema SEANAP le llevan a ser muy útil para la gestión del combustible, diseño de recargas, simulación de transitorios en el núcleo y maniobras operacionales.

El objetivo de este apartado consiste en contrastar el método tradicional de estudio de los ciclos mediante el sistema SEANAP, frente a la nueva metodología de parametrización de secciones eficaces desarrollada. Destacando las principales diferencias y las virtudes o defectos que se puedan achacar al nuevo modelo.

### **14.2 Diseño del núcleo de Ascó-II, ciclos 1 y 2.**

Se estudian los ciclos 1 y 2 de Ascó II como método de validación. La aplicación a ciclos sucesivos es inmediata.



### 14.2.1 Esquema y características del ciclo 1.

En la figura 14.1 se representa el esquema adoptado en la primera recarga de combustible, donde se indican los tipos de elementos y su disposición en el núcleo. Al tratarse de la primera recarga todos los elementos son frescos, de ahí la necesidad de la presencia de venenos quemables y enriquecimientos no muy elevados en el combustible.

Según el esquema tradicional de análisis de núcleos del sistema SEANAP, los datos característicos del código COBAYA son la disposición de elementos en el núcleo y las características de los diferentes tipos de elementos combustibles que aparecen en el esquema global.

Cada uno de estos elementos dispone de una numeración por tipo de celda diferente, que coincide con la numeración de la modelización realizada por WIMS en los modelos cilindrificados. Estos modelos cilindrificados de elemento combustible son utilizados para un análisis de elemento, obteniendo las secciones eficaces características de cada barra. Así como ciertos parámetros globales del elemento.

El conjunto de características y dimensiones reales del núcleo y elementos que constituyen el reactor se indican en el Informe de Diseño Nuclear de la central, en donde se recoge toda la información que ha sido necesaria para la modelización real del núcleo. Sin embargo, conviene repasar algunas generalidades estructurales de su diseño.

El núcleo de Ascó II está formado por 157 elementos combustibles, cada uno de los cuales lleva 264 varillas combustibles en una estructura de 17x17.

Los elementos están formados por 24 tubos guía y un tubo de instrumentación. Cuando se disponen wabas en el elemento, éstos se sitúan en posiciones de tubos

[illegible]

**Figura 14.2: Esquema de elemento 2.6 w/o y 12 wabas.**

[illegible]

**Figura 14.3: Esquema de elemento 2.6 w/o y 24 tubos guía.**

guía. Las barras de combustible están formadas por pastillas cilíndricas de  $\text{UO}_2$  enriquecido, contenidas en vainas de Zircaloy.

La posición central del elemento combustible se reserva para la instrumentación intranuclear, mientras que las restantes veinticuatro posiciones de tubos guía van equipadas con manguitos guía sujetos mecánicamente a las rejillas y a las toberas superior e inferior. Dependiendo de la situación del elemento en el núcleo, los manguitos guía se utilizan como emplazamientos para los conjuntos de barras de control, conjuntos de fuentes de neutrones y para las barras de veneno consumible (waba).

Los venenos consumibles llamados wabas (Wet Annular Burnable Absorber) están formados principalmente por  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-B}_4\text{C}$ . Las barras de waba ocuparán dentro del elemento algunas posiciones destinadas a los tubos guía, por lo que se pueden encontrar elementos con 4, 8, 12 o 16 wabas. La situación dentro del elemento puede adoptar formas simétricas definidas.

#### 14.2.2 Análisis de la importancia del agua entre elementos.

Aprovechando la metodología de COBAYA se hizo un estudio para analizar la importancia del agua que existe entre los elementos combustibles y observar la influencia que puede tener a lo largo del quemado.

Quemado	Boro		Pot. media		FΔH (pico)	
	Con	Sin	Con	Sin	Con	Sin
HZP	1260	1.258	1.202	1.200	1.389	1.347
HFP-no Xe	1127	1122	1.189	1.194	1.356	1.317
150 MWd/T	833	824	1.204	1.208	1.335	1.303
500 MWd/T	812	805	1.214	1.220	1.318	1.316
1 GWd/T	813	803	1.225	1.233	1.320	1.329
2 GWd/T	805	796	1.230	1.236	1.329	1.330
3 GWd/T	776	767	1.222	1.231	1.322	1.320
4 GWd/T	725	717	1.220	1.226	1.305	1.300
6 GWd/T	603	593	1.218	1.223	1.278	1.275
8 GWd/T	472	460	1.211	1.215	1.254	1.256
10 GWd/T	331	319	1.197	1.198	1.227	1.233
12 GWd/T	181	166	1.175	1.175	1.200	1.206

Figura 14.4: Diferencia de Boro, FdH y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo 1, sin tener en cuenta el agua entre elementos.

Se analizan las magnitudes más relevantes del núcleo del ciclo 1 en la tabla 14.4.



Según este esquema de recarga, sólo es necesario añadir un nuevo tipo de celda de combustible (3.25 w/o) simplificando totalmente el análisis de recargas de combustible. Se debe considerar que, con la metodología que utilizaba COBAYA, era preciso reconstruir los valores de todos los diferentes tipos de combustible que aparecen en el reactor. Y realizar, para los tipos ya existentes, un nuevo estudio de elemento recargando las distribuciones de quemado a la descarga del primer ciclo.

### 14.3 Especificaciones del núcleo con la nueva metodología.

A continuación se desarrollan algunos de los puntos más significativos que supone la nueva metodología aplicada a reactores de agua a presión:

- La nueva metodología desarrollada supone un primer paso de simplicidad al reducir el número de celdas diferentes que forman el núcleo. La definición de celdas en cada elemento ahora es única, es decir, por ejemplo sólo hay un tipo de barras de combustible de 2.1 w/o en todo el núcleo. De esta manera el número de celdas necesarias para modelar el núcleo queda reducido a ocho tipos de celdas diferentes para analizar los ciclos 1 y 2.

Celdas en el núcleo		Celdas en el Reflector
Combustible	Otras	
2.1 w/o	waba	Acero
2.6 w/o	tubo guía	Agua
3.1 w/o		
3.25 w/o		

Tabla 14.1: Tipos de celdas en la nueva formulación para Ascó II ciclo 1.

- Cada nuevo tipo de celda definido para este núcleo lleva asociado unas librerías de secciones eficaces y de correlaciones. Estas están calculadas en función de las variables locales y variables generalizadas y espectrales definidas anteriormente. Las correlaciones vienen dadas en cada paso de quemado que se ha definido como el óptimo, en función de las necesidades de cálculo.

Para obtener el conjunto de las correlaciones, se han realizado un conjunto de casos en cada paso de quemado.

Variables Locales		Variables Espectrales	
$\Delta T$ . Fuel	2	Historia Espectral	6
$\Delta T$ . Moderador	2	Dancoff	2
$\Delta C$ . Boro	2	Mínimalementos de vecindad	T. guía 2
$\Delta$ Densidad refr.	2		Wabas 2
$\Delta Xe$	2		Control 2
Referencia	1		Gadolinio 2

Tabla 14.2: Casos necesarios de WIMS según la nueva modelización.

- Se puede concluir la primera característica de la nueva formulación: la sencillez del método. Esta manera de enfocar los análisis de núcleos PWR es totalmente innovadora. Se pasa de un cálculo de elemento a un cálculo de celda, de ahí la necesidad de tener en cuenta las correcciones espectrales de celda con una buena precisión. Y será precisamente en este apartado donde aparezca la limitación del propio método.
  - El propio método de cálculo de COBAYA ya supone en sí mismo una simplificación. Este método evita tener que calcular los costosos *color-sets* de elementos. Cálculos típicos de una metodología nodal con las funciones de forma definidas. Estas funciones de forma se definen mediante el conjunto de combinaciones posibles de elementos, en posiciones distintas en el núcleo.
- Otra característica importante del modelo respecto al original del sistema SEANAP es la reducción del número de casos de elementos que son necesarios. Cuando un mismo tipo de elemento (véase con el mismo enriquecimiento y venenos quemables) es introducido en ciclos posteriores, uno de los parámetros que define si se incorpora como elemento diferente o no en el cálculo es su quemado. Con la nueva identificación de celdas combustibles, la correlación tiene validez para el quemado máximo definido para cada celda.
- No es necesario recalcular la librería de celdas cada vez que se hace un ciclo. Es decir, las librerías de secciones eficaces se hacen independientes del ciclo, con la consiguiente agilización de los análisis de recarga.
  - Como se puede apreciar en la identificación de tipos de elementos combustibles, es necesario hacer un cálculo diferente de WIMS para dos elementos del mismo enriquecimiento pero con un número de wabas diferente. Lógicamente el análisis del elemento es necesario diferenciarlo debido a los fuertes cambios espectrales que se producen dentro del elemento. Con la identificación de tipos de celda, se pueden definir multitud de configuraciones diferentes de elemento combustible, sin tener que remontarse a calcular todos los tipos de elementos.
- Actualmente está cobrando gran interés la utilización de gadolinio como veneno consumible, debido a necesidades de colocar elementos frescos en posiciones de bancos de control, lo que impide la colocación de wabas. La utilización del gadolinio está bastante extendida. Los cálculos de núcleos con elementos que contienen gadolinio en posiciones y enriquecimientos fijos se considera bastante bien establecida. Pero se empiezan a formular nuevas consideraciones en su utilización.

- En primer lugar, la falta de asimetría de la posición de barras de gadolinio, lo que llevaría a una nueva modelización del elemento. En este apartado se puede considerar que los modelos de elementos cilindrificados comenzarían a tener deficiencias. De ahí, la necesidad de modelos con geometría real que incluyan la posición correcta de las barras de gadolinio, con el consiguiente tratamiento espectral correcto de las barras dentro del elemento. Sin embargo, la utilización del modelo de PIJ para esta finalidad se considera muy costoso computacionalmente, aunque factible con las nuevas estaciones de trabajo.
  - En segundo lugar, se está considerando la idea de introducir dos tipos de barras con gadolinio de distinto enriquecimiento en un mismo elemento de combustible. La finalidad es obtener un aplanamiento de la potencia mucho más gradual conforme el gadolinio se va quemando en el elemento. De nuevo aparecen las limitaciones de los modelos utilizados. Con la disposición de tipos diferentes de celda sólo es preciso indicar tipo y posición de barra en el elemento. Los cambios de las secciones eficaces de cada tipo de celda están incluidos en las correlaciones espectrales de cada celda.
- Se concluye, que para tener un correcto tratamiento de todos estos efectos es necesario realizar un análisis en detalle de la vecindad espectral, es decir, del cambio de las secciones eficaces para una barra, debido a la modificación de su entorno.
  - Otra de las características importantes del nuevo tratamiento es la consideración de los fenómenos de historia espectral a nivel local, por tipo de barra y las implicaciones que pueden derivarse a nivel global, para el núcleo en su conjunto.
- Cuando se quieren evaluar en detalle las distribuciones de quemado espectral en el elemento es fundamental evaluar el camino o historia de quemado de cada tipo de barra. Como ejemplo, se pueden dar cambios importantes de las propiedades isotópicas en celdas de combustible próximas a wabas. Son cambios importantes, ya que si en el siguiente ciclo estos wabas son extraídos, es posible que aparezcan picos de potencia en estas barras de combustible. En ellas el efecto de historia espectral es de gran interés.
  - Otro ejemplo interesante es el efecto espectral en barras periféricas de un elemento que está junto a otro elemento que tiene un gadolinio en posiciones periféricas. El efecto espectral es tan fuerte en estas barras de combustible, que es posible que sea en dichas barras donde aparezcan picos de potencia en el ciclo siguiente, cuando el elemento sea cambiado a otra posición del núcleo.

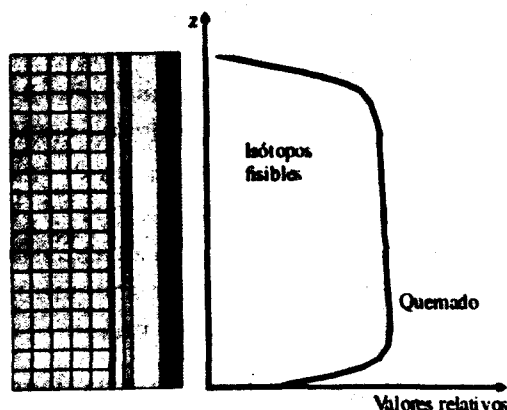


Figura 14.6: Distribución axial de valores relativos de quemado e isótopos fisibles en un reactor nuclear.

- En un nivel más global del núcleo, es interesante hacer dos consideraciones importantes de la historia espectral. En primer lugar, el efecto axial que aparece en el núcleo. El efecto de asimetría axial de la densidad del refrigerante hace que no sólo sea preciso tener en cuenta la distribución axial de quemado, sino también la asimetría axial de historia espectral (ver figura 14.6). Este efecto axial está muy ligado a la producción de  $\text{Pu}^{239}$  y por lo tanto afecta en gran medida a las características neutrónicas. El cálculo de variables de tipo diferencial del núcleo, tal como valor diferencial de bancos, está afectado por este efecto. Consideración especial tendría el estudio de análisis de maniobras operacionales en estas circunstancias, donde se pone de manifiesto la naturaleza delicada de operación real en condiciones de quemados altos.
- En segundo lugar, es destacable el efecto espectral que se puede producir entre elementos que operan a potencia parcial muy diferente. Sobre todo, en circunstancias como las actuales en las que se está operando durante ciertos días a potencia parcial del núcleo. Son consideraciones que pueden afectar, si no se tiene en cuenta que la operación a potencia parcial requiere ciertas correcciones espectrales para su correcto tratamiento, y que despreciarlas puede provocar desviaciones en los resultados.
- Con la definición adoptada en esta tesis, el parámetro de historia espectral permite englobar en un único parámetro todas las diferentes historias de quemado en condiciones no nominales. Se ha definido un único parámetro de historia espectral en lugar de varias variables termohidráulicas promedio.

- Otra de las características internas del cálculo destacable, es el mayor énfasis que se hace en el tratamiento local de cada barra de combustible. La separación de efectos locales que antes se consideraban a un nivel superior, ha supuesto una tarea de reformulación local de las características del elemento. De esta manera se considera una mejora en el cálculo de barra de combustible, al introducir los efectos Dancoff por barra, teniendo en cuenta en el detalle el efecto del agua entre elementos (*strap*) y el factor de discontinuidad también por barra. El objetivo ha sido mejorar las distribuciones locales de flujo calculado por difusión en malla fina.
- Uno de los aspectos que ha preocupado en el cálculo ha sido el análisis de los elementos de la periferia del núcleo, y cómo era posible mejorar el tratamiento local de las barras próximas a la periferia de estos elementos. Se considera que se han introducido mejoras notables con las consideraciones locales de historia espectral, y al descomponer efectos locales como el Dancoff en este tipo de barras. Sin embargo, la inclusión del tratamiento de los factores de discontinuidad en la interfase núcleo-reflector supone una notable aportación en el análisis de una zona donde los efectos espectrales son tan importantes. Por lo tanto, se considera una mejora del tratamiento del reflector, utilizando los factores de discontinuidad calculados por teoría de transporte en el código WIMSD4, con un modelo cilíndrico del núcleo. De esta manera, se reproducen los flujos de transporte en la periferia a partir de los flujos calculados por difusión con el código COBAYA.

## 14.4 Resultados obtenidos en el análisis de núcleo completo.

Se contrastará con el código COBAYA original, expresando las diferencias respecto al nuevo tratamiento que realiza el código COBANO en el que están incorporados los desarrollos realizados en esta tesis. También se darán diferencias relativas en % en contrastación con Diseño, tanto para COBAYA como para COBANO.

### 14.4.1 Metodología de cálculo.

De manera resumida se exponen los pasos necesarios para la ejecución de los dos primeros ciclos de Ascó II.

1. Crear las librerías de tipo de celda necesarias.
2. Ejecutar Cobaya de Ciclo 1.
3. Recargar las distribuciones locales de quemado, samario e historia espectral.

Para esta proceso se utiliza el código auxiliar de SEANAP llamado COBPAT que permite simetrizar y recargar las variables en cada barra.

4. Ejecutar Cobaya de Ciclo 2. utilizando las mismas librerías generadas anteriormente.

#### 14.4.2 Resultados ciclo 1 de Ascó II.

Los valores analizados para el ciclo 1 se presentan en la tabla 14.7:

- Las diferencias en boro son mayores a final de ciclo, llegando hasta las casi 50 ppm.
- En cuanto a la potencia media por elemento el acuerdo es bastante bueno al principio de ciclo, aumentando ligeramente al final.
- Los valores de  $F\Delta H$  son mayores siempre para COBANO.

Quemado	COBAYA			COBANO		
	Boro	F. Ele.	$F\Delta H$	Boro	F. Ele.	$F\Delta H$
HZP	1260	1.202	1.389	1262	1.206	1.407
HFP-no Xe	1127	1.189	1.356	1143	1.199	1.371
150 MWd/T	833	1.204	1.335	851	1.212	1.351
500 MWd/T	812	1.214	1.318	828	1.224	1.330
1 GWd/T	813	1.225	1.320	827	1.235	1.341
2 GWd/T	805	1.230	1.329	811	1.238	1.339
3 GWd/T	776	1.222	1.322	774	1.233	1.326
4 GWd/T	725	1.220	1.305	723	1.231	1.310
6 GWd/T	603	1.218	1.278	609	1.230	1.287
8 GWd/T	472	1.211	1.254	486	1.224	1.265
10 GWd/T	331	1.197	1.227	357	1.209	1.244
12 GWd/T	181	1.175	1.200	219	1.188	1.219
14.4 GWd/T	-43	1.149	1.183	7	1.155	1.184

Figura 14.7: Diferencia de Boro,  $F\Delta H$  y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo1 respecto a COBAYA.

Continuando con las diferencias entre COBAYA y COBANO se observa que:

- Las distribuciones de potencia medias por elemento a principio de ciclo muestran las mayores diferencias porcentuales en los elementos de la periferia.

- Se han representado los valores de las potencias por elemento a HZP y HFP sin Xenon para COBAYA y COBANO. en donde se puede observar que las mayores diferencias aparecen en las posiciones con wabas.

Quemado = 0.0 MWd/T HZP

		1260 ppm	COBAYA	
		1262 ppm	COBANO	
		-2 ppm	Dif (%)	
1	1.092			
	1.101			
	-0.82			
4	1.038	1.139		
	1.057	1.147		
	-1.83	-0.70		
1	1.150	1.133	1.180	
	1.157	1.152	1.185	
	-0.61	-1.68	-0.42	
4	1.079	1.172	1.119	1.097
	1.093	1.175	1.131	1.094
	-1.30	-0.26	-1.07	0.27
1	1.196	1.137	1.112	0.965
	1.193	1.146	1.107	0.964
	0.25	-0.79	0.45	0.10
2	1.202	1.152	0.994	0.918
	1.206	1.142	0.989	0.915
	-0.33	0.87	0.50	0.33
1	1.081	1.038	0.932	0.607
	1.064	1.039	0.929	0.598
	1.57	-0.10	0.32	1.48
5	0.846	0.640		
	0.842	0.630		
	0.47	1.56		

Quemado = 0.0 MWd/T HFP sin xenon

		1127 ppm	COBAYA	
		1143 ppm	COBANO	
		-16 ppm	Dif (%)	
1	1.119			
	1.137			
	-1.61			
4	1.060	1.158		
	1.092	1.175		
	-3.02	-1.47		
1	1.165	1.144	1.189	
	1.180	1.174	1.199	
	-1.29	-2.62	-0.84	
4	1.086	1.177	1.123	1.107
	1.110	1.185	1.143	1.105
	-2.21	-0.68	-1.78	0.18
1	1.188	1.130	1.113	0.973
	1.187	1.145	1.109	0.974
	0.08	-1.33	0.36	-0.10
2	1.177	1.134	0.984	0.916
	1.182	1.121	0.979	0.910
	-0.42	1.15	0.51	0.66
1	1.057	1.013	0.919	0.614
	1.032	1.008	0.905	0.598
	2.37	0.49	1.52	2.61
5	0.835	0.640		
	0.818	0.620		
	2.04	3.13		

Seguidamente se realizará un estudio comparativo respecto a Diseño con los dos códigos (COBAYA y COBANO) obteniendo como parámetros de interés para ciertos valores de quemado:

- Diferencias en ppm de boro. (ppm)
- Diferencia de las desviaciones típicas (en %) de potencia media por elemento. (F. Ele.)
- Diferencia de las desviaciones típicas de potencia (en %) por barrita. (FΔH)

Así se tiene comparando Diseño con COBANO:

COBANO - DISEÑO ciclo 1			
Quemado	ppm	2*Desv F. Ele.	2*Desv. FdH
HZP	-60	2.0	2.3
HFP-noXe	-35	3.1	2.1
150 MWd/t	-32	2.5	1.9
1 GWd/t	-38	2.4	1.4
3 GWd/t	-55	2.7	2.4
6 GWd/t	-58	2.4	2.5
10 GWd/t	-30	2.2	3.1
14.4 GWd/t	-24	2.3	2.7



En el caso de COBAYA, las diferencias se incrementan ligeramente.

COBAYA - DISEÑO ciclo 1			
Quemado	ppm	2*Desv F. Ele.	2*Desv. FdH
HZP	-62	2.5	2.2
HFP-noXe	-51	5.0	4.4
150 MWd/t	-50	4.0	3.5
1 GWd/t	-52	4.1	3.7
3 GWd/t	-53	3.8	3.8
6 GWd/t	-64	3.7	3.4
10 GWd/t	-56	2.7	2.7
14.4 GWd/t	-74	2.8	2.8

Como conclusión primera de esta comparación se puede deducir:

- Las diferencias en Boro son menores en COBANO.
- Las desviaciones de las potencias medias por elemento disminuyen en COBANO, alcanzando como desviación máxima un 3.1% frente al 5.0 % de desviación máxima en COBAYA.
- Los picos de potencia también disminuyen, con un máximo de desviación del 3.1 % frente al 4.4 de COBAYA. Aunque en COBANO tiene cierta tendencia a aumentar ligeramente con el quemado.

A continuación se lista las diferencias de COBANO respecto a Diseño, para las distribuciones medias por elemento y picos de potencia por barrita para distintos quemados. Se dan los valores en %, junto a dos parámetros de especial interés: la desviación de potencia en el valor máximo y dos veces la desviación típica de las diferencias.

- Desviaciones (en %) de la potencia media del elemento.

150 MWd/t					6 GWd/t					10 GWd/t				
-2				dmx -1.5	0				dmx -0.8	2				dmx -0.1
0	-2			2@: 2.5	-1	-1			2@: 2.4	1	2			2@: 2.2
-2	0	-2			0	-1	-1			2	0	1		
1	-1	0	-1		-1	0	-1	-1		0	0	-1	0	
-2	-1	-1	1	0	0	-1	0	-1	1	0	-2	-1	-2	-1
-1	-2	0	1	3	-1	0	-1	1	3	-2	-1	-2	0	2
-1	1	1	1		0	2	1	1		0	1	0	1	
1	0				2	1				1	0			

- Desviaciones (en %) de los picos de potencia por barrita.

150 MWd/t					6 GWd/t					10 GWd/t				
-1					0					1				
1	0				-3	0				0	1			
0	0	0			-1	-2	-1			0	-1	0		
1	0	0	-1		-3	-1	-3	-1		-1	-1	-2	-2	
-1	0	-1	1	0	-1	-3	-1	-3	-1	-2	-3	-3	-5	-2
0	-1	0	1	1	-3	-2	-3	-2	0	-3	-3	-4	-4	-1
-2	2	-1	-1		-1	-2	1	-1		-2	-5	-1	-1	
1	-1				1	0				-1	-1			

En estos valores de diferencias de potencias se observan dos efectos:

- Las diferencias vienen dadas en *tablero de ajedrez*.
- Existe un cierto efecto de desplazamiento de las diferencias de la zona central a la periferia del núcleo. Incrementando este efecto con el quemado.

De igual manera se analizan las diferencias de COBAYA respecto a Diseño, para las distribuciones medias por elemento y picos de potencia por barra. Se observa el desplazamiento de las diferencias del centro a la periferia, pero no un efecto de ajedrez en el núcleo, con un cierto amortiguamiento al final del ciclo.

- Desviaciones (en %) de la potencia media del elemento.

150 MWd/t					6 GWd/t					10 GWd/t				
-3					-2					0				
-2	-3				-2	-2				0	0			
-3	-2	-3			-2	-2	-2			0	-1	-1		
-1	-2	-2	-1		-1	-1	-2	-1		0	-1	0	0	
-2	-2	-1	0	2	-1	-2	0	0	2	-1	-2	-1	-1	1
-1	-1	0	2	4	-1	0	-1	1	4	-2	-1	0	0	3
1	1	2	3		0	2	2	3		0	1	2	2	
2	2				3	2				2	2			

- Desviaciones (en %) de los picos de potencia por barra.

150 MWd/t					6 GWd/t					10 GWd/t				
-3					-2					-1				
-3	-2				-2	-2				0	-1			
-3	-3	-2			-2	-3	-2			-1	-2	-1		
-3	-2	-2	-1		-2	-2	-3	-1		-1	-2	-2	-1	
-1	-1	-1	0	1	-2	-3	-1	-1	1	-2	-3	-2	-2	0
-1	-1	-1	1	3	-3	-2	-1	0	2	-3	-2	-1	-1	2
-1	0	1	2		0	0	1	2		0	-1	0	1	
2	2				2	2				1	1			

Es interesante analizar el valor de la historia espectral de este primer ciclo de quemado para dos nodos del mismo combustible pero con posiciones distintas dentro del núcleo. Se ha escogido el nodo del elemento central y un nodo periférico en contacto con el reflector.

El nodo 1, está sometido a una potencia relativa media durante todo el ciclo del 116%, con un quemado final de ciclo de 17238 MWd/T. El elemento es de 2.1 w/o con 24 tubos gúa.

**NODO 1 Elemento central 2.1 w/o**  
**Quemado medio 17238 MWd/T**  
**Potencia media 1.16**

TG									
-12.01	-11.53								
-11.76	-11.44	-11.4							
TG	-12.31	-12.16	TG						
-10.99	-10.73	-10.88	-12	-11.62					
-10.13	-9.85	-10.05	-11.44	-11.3	TG				
TG	-9.46	-9.34	TG	-9.31	-7.75	-4.79			
-5.75	-5.59	-5.57	-6.13	-5	-4.85	-2.99	-1.31		
-2.7	-2.54	-2.53	-2.71	-2.09	-1.38	-0.61	0.02	0.23	

El nodo 45. está sometido a una potencia relativa media del 87%. con un quemado final de ciclo de 13122 MWd/T. El elemento también es del 2.1 w/o con 24 tubos guía.

**NODO 45 Elemento de la periferia 2.1 w/o**  
**Quemado medio 13122 MWd/T**  
**Potencia media 0.87**

TG									
-14.92	-14.56								
-14.76	-14.55	-14.59							
TG	-15.47	-15.41	TG						
-14.14	-14.02	-14.23	-15.36	-15.09					
-13.39	-13.23	-13.48	-14.89	-14.77	TG				
TG	-12.9	-12.86	TG	-12.72	-10.92	-7.52			
-9.22	-9.22	-9.23	-9.64	-8.35	-7.77	-4.87	-1.36		
-6.43	-6.31	-6.28	-6.35	-5.12	-3.32	-0.68	3.12	10.97	

Como se puede observar la variación del factor espectral del nodo es menor en el caso del nodo que ha estado sometido a una potencia media menor. La temperatura efectiva de este nodo es más baja y por lo tanto la producción de Plutonio. en líneas generales. habrá sido menor. Sin embargo. en las barritas de las esquinas del nodo 45. al estar en contacto directo con el reflector. por efecto del factor Dancoff se habrá producido un incremento efectivo de la absorción en el grupo rápido. Esto se traduce en un incremento fuerte de la historia espectral en estas barritas.

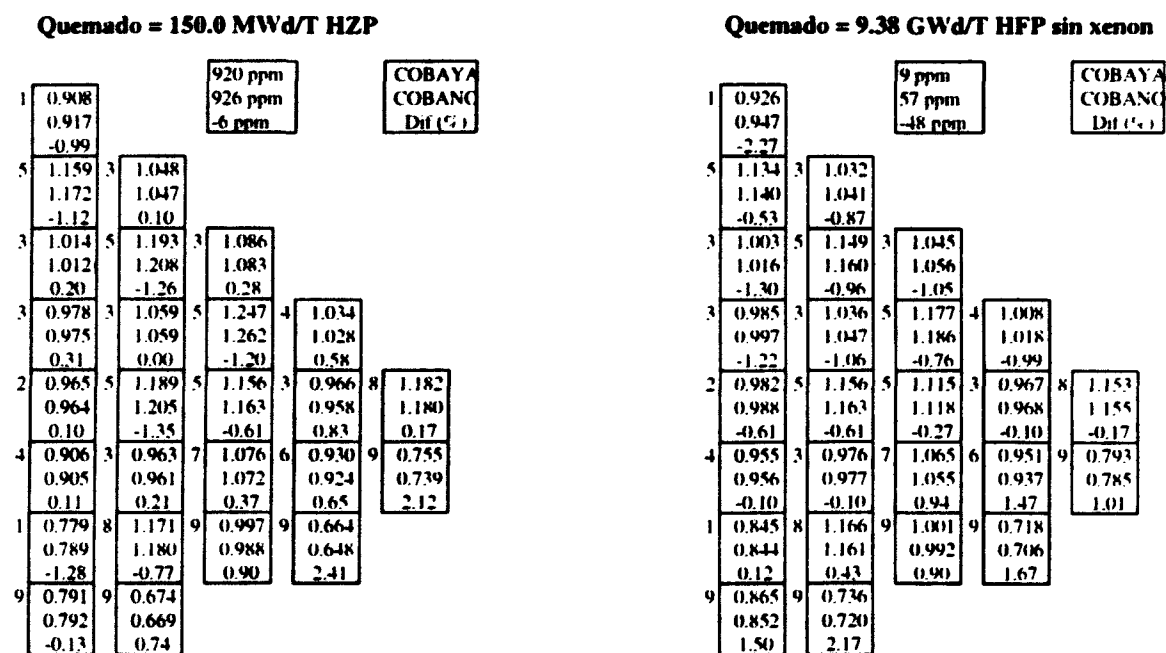
### 14.4.3 Resultados ciclo 2 de Ascó II.

De igual manera se analiza la evolución respecto al ciclo 2 en la tabla 14.8.

La distribución de potencias para el ciclo 2 indica una desviación media alrededor del 1%. Diferencias que irán disminuyendo conforme se vaya quemando el núcleo.

Quemado	COBAYA			COBANO		
	Boro	F.Ass	FΔH	Boro	F.Ass	FΔH
HZP	1371	1.252	1.410	1383	1.281	1.427
HFP-no Xe	1231	1.245	1.344	1238	1.268	1.373
150 MWd/T	920	1.247	1.340	926	1.262	1.361
500 MWd/T	874	1.247	1.340	885	1.264	1.362
1 GWd/T	818	1.237	1.329	831	1.254	1.352
2 GWd/T	718	1.217	1.328	734	1.235	1.345
3 GWd/T	619	1.204	1.331	637	1.223	1.344
4 GWd/T	520	1.197	1.323	541	1.215	1.335
6 GWd/T	323	1.188	1.303	353	1.202	1.318
8 GWd/T	133	1.181	1.284	172	1.192	1.297
9.38 GWd/T	9	1.177	1.273	57	1.186	1.273

Figura 14.8: Diferencia de Boro, FdH y potencia media para el núcleo de Ascó II ciclo2 respecto a COBAYA.



Por último, se obtiene como medida de comparación la curva de boro (ver figura 14.9) para los ciclos 1 y 2 de Ascó-II mediante los dos códigos. Comprobándose que existe buen acuerdo durante todo el ciclo, con una ligera desviación al final.

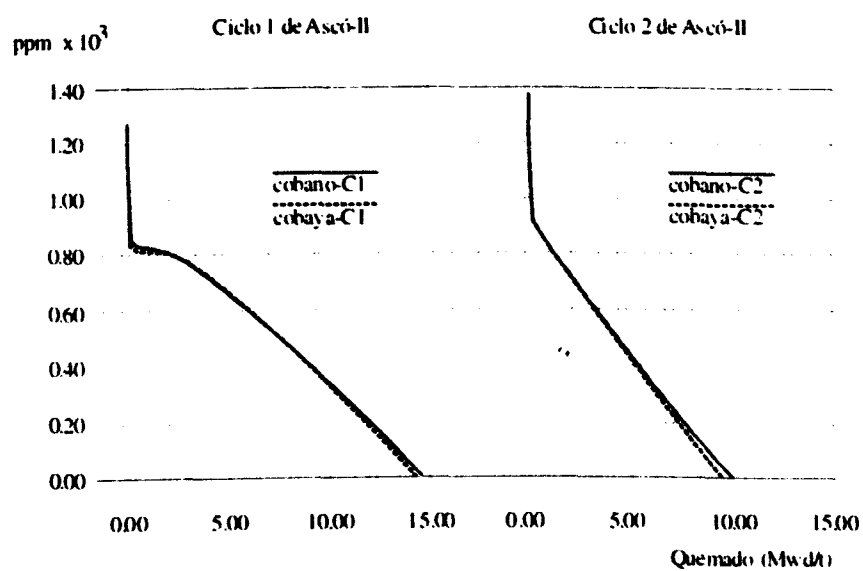


Figura 14.9: Comparación de la curva de boro para los dos primeros ciclos del núcleo de Ascó II.



## **Parte V**

### **Conclusiones**





## Capítulo 15

### Conclusiones.

El análisis, diseño y seguimiento de la operación de los reactores de agua a presión requiere la necesidad de unos cálculos rigurosos y detallados del núcleo. Disponer de este tipo de herramienta computacional permite conocer durante todo el ciclo de operación las distribuciones de potencia, valor de bancos, márgenes de parada y tasas de quemado isotópico, no sólo en condiciones de operación normal, sino también en condiciones de operación transitoria. Con el fin de mantener en todo momento los requisitos de seguridad y fiabilidad que rigen el funcionamiento de los reactores nucleares, se deben utilizar este tipo de códigos “*best estimate*” para realizar cálculos detallados y tridimensionales del núcleo.

En los núcleos PWR hay una heterogeneidad local, definida por variables locales e instantáneas de tipo termohidráulico (densidad del refrigerante, temperatura del moderador, temperatura del combustible) y de tipo neutrónico (concentración de boro, venenos neutrónicos), además hay una heterogeneidad espectral asociada a la historia espectral con el quemado (debido a la evolución isotópica del combustible con el quemado y en especial del  $\text{Pu}^{239}$ ), y la debida al efecto del cambio espectral del flujo sobre las secciones eficaces según la vecindad entre elementos diferentes.

Se ha desarrollado una nueva y más extensa parametrización de las secciones eficaces y otros parámetros neutrónicos de interés, en la que se recogen todos los fenómenos de heterogeneidad [17], [30]. Con idea de generar un conjunto de librerías de correlaciones para cada tipo de celda que se incorporan al código 2D de análisis del núcleo (COBAYA[14]). Este código calcula con bastante precisión los flujos detallados y las distribuciones de potencia por barrita, sintetizando las constantes nodales y factores de discontinuidad que se utilizan posteriormente en el cálculo 3D (SIMTRAN [20] [11]).

## 15.1 Importancia del tratamiento detallado de la heterogeneidad.

El tratamiento de la heterogeneidad en los PWR es importante a la vista de los efectos que se producen en estos núcleos, como son:

- La asimetría axial de la densidad del moderador en el núcleo, produce un endurecimiento espectral en la parte superior, que da lugar a cambios axiales de la concentración de  $\text{Pu}^{239}$  que deben ser tratados convenientemente. Este efecto repercute en las secciones eficaces y se deben tener en cuenta con un parámetro de historia espectral con el quemado. Esta modelización detallada tiene como consecuencia inmediata el mejor tratamiento de los valores diferenciales de los bancos de control, en los primeros pasos de inserción.
- Un efecto muy importante es la fuerte interacción espectral que se puede dar entre dos elementos diferentes, o bien, entre elementos de la periferia con el reflector. De forma que en las barras de la periferia de estos elementos, donde el efecto de interacción espectral es más fuerte, pueden aparecer puntos calientes al ser recargados en ciclos posteriores.
- El análisis de elementos combustibles con composiciones complejas (wabas, gadolinios de uno o más enriquecimientos) y con geometrías especiales (barras de gadolinio en la periferia del elemento), requiere un cálculo muy detallado de los efectos espectrales de tipo local y global. Este análisis espectral detallado de las barras combustibles es fundamental a la hora de obtener correctamente las distribuciones de potencia por barra en todos los casos.

## 15.2 Descripción del modelo.

El código COBAYA de difusión avanzada en malla ancha 2D, se ha mejorado en la línea de las realimentaciones de las secciones eficaces. Para ello se ha incorporado al método de cálculo propio, la generación de una nueva librería de secciones eficaces por barra combustible en función de las variables locales de realimentación.

Los efectos de las realimentaciones cruzadas en las secciones eficaces macroscópicas y microscópicas (en dos grupos de energía) han sido estudiados de forma muy detallada. Analizando los efectos de las variaciones instantáneas e históricas, de los parámetros termohidráulicos y neutrónicos.

Con el fin de incluir estas realimentaciones cruzadas en el cálculo tridimensional, se han desarrollado ciertos algoritmos para el cálculo de las dependencias

funcionales y de ajuste, que se han implantado en una nueva librería extendida. Se ha desarrollado la utilización de la nueva librería en COBAYA de elemento de combustible y de núcleo completo, con capacidad de análisis detallado de las distribuciones locales de potencia, junto a las variables de análisis general del cálculo de reactores.

Para los PWR existe una fuerte dependencia de la vecindad entre elementos combustibles y se puede considerar que los elementos están acoplados neutrónicamente entre sí. El análisis espectral y de fugas en el elemento combustible con modelos de corriente neta nula, es una simplificación de su estado real en el reactor. Con la clásica metodología de cálculo de *color-sets* y la obtención de las funciones de forma, los efectos espectrales estarán implícitamente incluidos en estas funciones. Con nuestro modelo del elemento combustible, las interacciones espectrales entre elementos vecinos son consideradas a través de correcciones en las propias secciones eficaces y de factores de discontinuidad y transporte.

El método desarrollado tiene las siguientes características:

- Sencillez de la aplicación. Diferencia cada celda del elemento por su tipo: celdas de combustible de w/o, celda de agua, celda de control, celda de waba... Por lo tanto sólo es preciso definir el tipo de celda de cada barrita en el núcleo y asignar la librería de secciones eficaces y correlaciones dependientes del quemado.
- Se pueden definir multitud de configuraciones diferentes de elemento combustible sin tener que remontarse a calcular diferentes elementos combustibles.
- Análisis en detalle de la vecindad espectral, es decir, del cambio de las secciones eficaces para una barrita, debido a la modificación de su entorno.
- La historia espectral permite definir mediante un único parámetro todas las diferentes historias de quemado en condiciones no nominales. Se define un solo parámetro de historia espectral en lugar de varias variables promedio termohidráulicas.
- Mejoras en el cálculo de la barrita combustible, al incluir los efectos de detalle del factor Dancoff por barrita y el factor de discontinuidad también por barrita, con el fin de mejorar las distribuciones locales del flujo calculado por difusión en malla fina.
- Mejora del tratamiento del reflector, utilizando los factores de discontinuidad calculados por teoría de transporte con el código WIMSD4, de manera que se reproduzcan los flujos de transporte en la periferia a partir de los flujos calculados por difusión con el código COBAYA.

- Librerías de secciones eficaces independientes del ciclo. sólo es preciso obtener unas tablas de secciones eficaces genéricas. De esta forma los análisis de recarga se agilizan y se simplifican.
- Simplificación del cálculo del núcleo sin necesidad de calcular los *color-sets* característicos de otras metodologías.

### 15.3 Validación y Contrastación.

Se ha analizado un benchmark propuesto por la ANS, basado en unos conjuntos críticos experimentales realizados por *Babcock and Wilcox* en los años 70. El experimento básicamente consiste en un gran tanque de aluminio de agua borada con celdas de  $\text{UO}_2$  y, en algunos experimentos con celdas absorbentes de Pyrex. El núcleo está formado por  $3 \times 3$  elementos semejantes a los actuales de un reactor PWR, con  $15 \times 15$  barras de combustible. Rodeando a los  $3 \times 3$  elementos, había una zona irregular de barras de combustible; y entre esta zona y la pared del tanque, sólo agua borada.

Se daban los resultados experimentales de las medidas de las distribuciones de potencia en el elemento central y de reactividad para varios esquemas de configuración. En todos los casos ha habido un buen acuerdo.

El experimento sirve para estudiar los fuertes efectos espectrales que existen en núcleos pequeños, ya que no existe ningún tipo de realimentación termohidráulica ni de quemado que los amortigüen.

### 15.4 Conclusiones finales.

La exactitud de los análisis de los núcleos PWR depende de la solución espacial del modelo neutrónico del núcleo, además de la exactitud de los datos de las secciones eficaces usados en el modelo de cálculo tridimensional. El modelo de cálculo que se utiliza en 2D, es un modelo avanzado de difusión en malla ancha, utilizando coeficientes de corrección por transporte y factores de discontinuidad en cada barra y una librería en dos grupos de energía para cada tipo de celda. Esta librería considera correctamente los efectos de heterogeneidad antes mencionados, lo que supone una mejora substancial en el análisis de la heterogeneidad local de los núcleos de agua a presión.

Los buenos resultados obtenidos en el benchmark de la ANS, permiten validar el método de cálculo y hacer extensible su aplicación a cualquier tipo de problemas, y en particular el cálculo de núcleos PWR. Permitiendo además contrastar nuestros códigos, tanto con datos experimentales, como de modelos teóricos de cálculo y utilización de librerías de secciones eficaces.

## 15.5 Líneas futuras de desarrollo.

La generación de este tipo de librerías para cada tipo de celda y su demostración con pruebas de principio ha quedado refrendada en el apartado de validación de esta tesis. El tratamiento detallado de los núcleos de agua a presión, con los efectos espectrales generalizados: de historia y de vecindad espectral, ha supuesto un avance desde el punto de vista conceptual del entendimiento de las secciones eficaces y su interrelación con los efectos espectrales.

La contrastación realizada mediante el conjunto de casos (celda, elemento, *color-set*, Benchmark de la ANS y núcleo de Ascó II, ciclos 1 y 2) es lo suficientemente amplio como para considerar válida la nueva formulación.

Es interesante remarcar el gran potencial del método desarrollado al incorporar nuevas capacidades:

- Mejora del análisis de la cinética y dinámica del núcleo. Se introducen variables introducidas localmente (fracción de neutrones diferidos, vida media de los neutrones, velocidades neutrónicas) parametrizadas a partir de la importancia de las fisiones en cada celda.
- Se introducen importantes efectos locales sobre las propias secciones eficaces. Como ejemplo, el nuevo tratamiento permitirá analizar los efectos del cambio de la densidad del moderador sobre las secciones eficaces microscópicas de absorción del xenon; y aspectos mucho más generales como el cambio de las secciones eficaces cuando cambia la concentración de xenon o samario. Estos fenómenos son importantes y hay que tenerlos en cuenta en el análisis de transitorios y maniobras operacionales.
- Separación de variables locales. Por ejemplo, la temperatura y densidad del moderador son importantes para evaluar cambios de fase del refrigerante, manteniendo la capacidad y la confianza del modelo neutrónico.

Esta nueva filosofía incorpora los efectos espectrales en la propia formulación de las secciones eficaces. Esto permite avanzar unas líneas de desarrollo futuro:

- Es previsible su extensión a un mayor número de grupos de energía, siempre y cuando el código final de análisis, en donde se utilizan las correlaciones, no condense en menos grupos.
- Por otra parte, está su aplicación desde el punto de vista espacial. Las deficiencias de los modelos nodales, no son debidas al modelo de resolución de la ecuación en una malla espacial ancha, sino en el tratamiento de las secciones eficaces. Los efectos de vecindad entre elementos y los efectos de fuerte cambio de quemado e historia espectral intranodal, han obligado

a realizar demasiadas soluciones *ad hoc* para un amplio número de casos particulares.

- Se apunta la necesidad de introducir mejoras en el análisis de los factores de discontinuidad locales para las barras de combustible. Efectos que podrían ser tratados, bien introduciendo un cambio cuadrático del flujo en las celdas de combustible, o bien, introduciendo dependencias con los efectos de vecindad local.
- Por último, y como conclusión de desarrollo final se trata de que el sistema esté en condiciones para realizar el análisis de la operación en centrales nucleares, tanto desde un punto de vista de recargas como de operación real.

# Bibliografía

- [1] Ahnert C., Aragonés J.M., CARMEN System: A Code Block for Neutronic PWR Calculation by Diffusion Theory with Space Dependent Feedback Effects. JEN-543 (1983).
- [2] Ahnert C., Aragonés J.M., Fuel Management and Core Design Code Systems for Pressurized Water Reactors Neutronic Calculations. Nuc. Tech., **69**, 350-367. (1985).
- [3] Ahnert. C., Aragonés. J.M., Merino. F., New Capabilities in the SEANAP PWR Code Analysis System NEA/CRP/(91) 1. Agencia de Energía Nuclear. Paris. (1991).
- [4] Ahnert. C., Desarrollo y Validación de Métodos de Cálculo de Núcleos Heterogéneos de Reactores de Agua Ligera. Tesis Doctoral. (1995).
- [5] Ankney. R.D., Hoerner. J.A., Spectral History Effects on Moderator Temperature Coefficient in a Westinghouse PWR. Trans. Am. Nucl. Soc., **73**, 380. (1995).
- [6] ANS International Conference. Trans. Am. Nucl. Soc. 39. (1981).
- [7] ANS. PWR Lattices Benchmark Problems (1996).
- [8] Aragonés. J.M., Ahnert. C., Reactivity Effects of Fission Product Decay in PWRs. Trans. Am. Nucl. Soc., **70**, 343, (1994).
- [9] Aragonés. J.M., Detailed Calculation in Energy and Space of Effective Neutron Resonance Cross Sections. Nucl. Sci. Eng., **68**, 281, (1978).
- [10] Aragonés. J.M., Merino. F., Ahnert. C., Nodal Synthetic Diffusion. 3D Kinetics and Thermallyhydraulic Methods in the SIMTRAN Code for PWR Core Dynamics. Meeting on 3D LWR Core Transients Benchmark, NEA/OCDE. Paris. (1992).
- [11] Aragonés. J.M., Ahnert. C., Computational Methods and Implementation of the 3D PWR Core Dynamics SIMTRAN Code for Online Surveillance and Prediction. Proc. Int. Conf. and Math. Methods and Comp., Reactor Phys. and Env. Anal., Am. Nucl. Soc., Portland. **1**, 237. (1995).

- [12] Aragonés, J.M., Ahnert, C., A Linear Discontinuous Finite Difference Formulation for Synthetic Coarse-Mesh Few-Group Diffusion, Nucl. Sci. and Eng., **94**, 309. (1986).
- [13] Aragonés, J.M., Ahnert, C., Reactivity Effects of Fission Product Decay in PWR's, Trans. Am. Nucl. Soc., **57**, 311. (1988).
- [14] Aragonés, J.M., Ahnert, C., A Coupled Fine/Coarse-Mesh Few-Group Diffusion Method, Trans. Am. Nucl. Soc., **47**, 414. (1984).
- [15] Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., Avances en la Modelización 3D de Núcleos PWR con el Sistema de Códigos SEANAP, Córdoba (España). XX Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1994).
- [16] Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., Avances en la Modelización 3D de la Instrumentación Nuclear y Factores de Pico con el Código SIMTRAN-EL, Reus (España). XXI Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1995).
- [17] Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., Methods and Performance at the 3-D PWR Core Dynamics SIMTRAN Online Code, Nuc. Sci. and Eng., **124**, 111-124 (1996).
- [18] Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., Planificación de Maniobras Operacionales con el Simulador Dinámico 3D de núcleo SIMTRAN, La Coruña (España). XXIII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1997).
- [19] Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., García-Herranz N., Curso de Planificación de Maniobras Operacionales en los Núcleos de C.N. Ascó, IFN y UPM. (1997).
- [20] Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., Martínez, D., On-line Core Surveillance and Prediction by 3D PWR Core Dynamics SIMTRAN Code, Nuc. Eur. World., **3**, 46-47. (1997).
- [21] Askew, J.R. et al., A General Description of the Lattice Code WIMS, J.B.N.E.S., **5**, 564. (1966).
- [22] Askew, J.R. et al., A Characteristic Formulation of the Neutron Transport Equation in Complicated Geometries, AEEW-M-1108. (1972).
- [23] Aumeier, S. E., et al. Cross Section Parameterization Using Irradiation Time and Exposure for Global Depletion Analysis, Nuc. Tech., **108**, 299-319 (1994).
- [24] Aumeier, S.E., Lee, J.C., et al., Cross Section Parameterization Using Irradiation Time and Exposure for Global Depletion Analysis, Nuclear Technology, **108**, 299-319. (1994).



- [25] Bell, G.I., Glasstone, S. Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold Co. (1970).
- [26] Borland, R.J., Fu H. . Evaluation of Spectral History Effects in B&W PWRs Using Studsvick CMS. Trans. Am. Nucl. Soc., **73**. 382. (1995).
- [27] Breen, R.J., Marlowe, O.J., Pfeifer, C.J., HARMONY: System for Nuclear Reactor Depletion Computation, WAPD-TM-478. Westinghouse Electric Corporation (1965).
- [28] Buckner, M.R., Honeck, H.C., Correlation of Lattice Physics Parameters for Reactor Calculations. USAEC Report CONF-730414-P1 (1973).
- [29] Buckner, M.R., Parks, P.B., Method for Generating Neutronic Data Bases for Transient Reactor Calculations. Nuclear Science and Engineering, **64**. 539. (1977).
- [30] Cabellos, O., Aragonés, J. M., Almert, C., Generalized Effects in Two-Group Cross Sections and Discontinuity Factors for PWRs, Proc. Int. Conf. on Phys. Reactors. PHYSOR 96. Mito (Japón). **1**. B82-91. (1996).
- [31] Cabellos, O., Aragonés, J. M., Almert, C., Mejora de la Modelización de Núcleos PWR. Efectos Generalizados en las Secciones Eficaces de Dos Grupos y Factores de Discontinuidad. Santander (España). XXII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1996).
- [32] Cabellos, O., Aragonés, J. M., Almert, C., Tratamiento Detallado de la Heterogeneidad en Núcleo de Agua a Presión con Códigos de Cálculo Avanzado. La Coruña (España). XXIII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1997).
- [33] Caro, R., Física de Reactores Nucleares. Publicaciones Junta de Energía Nuclear (1976).
- [34] Carlvick, I. The Dancoff Correction in Square and Hexagonal Lattices. Nuc. Sci. and Eng., **29**. 325-336. (1967)
- [35] DiGiovane, A. S., Smith, K.S., Impact of Spectral History Effects on PWR Core Analysis. Trans. Am. Nucl. Soc., **73**. 381 (1995)
- [36] Duderstadt, J.J., Hamilton, L.J., Nuclear Reactor Analysis. John Wiley & Sons, Inc., New York. (1976).
- [37] Duderstadt, J.J., Martin, W.R., Transport Theory, John Wiley & Sons, Inc., New York. (1967).
- [38] Edenius, M. et al., Physics Model Development in CASMO. Proc. Int. Conf. Phys. Reactors Oper. Des. and Comput., Marseille, **IV**. 25. (1990).

- [39] Edenius, M. et al., CASMO-3. A Fuel Assembly Burnup Program: Methodology, NFA-89/2. Studsvik AB, (1991).
- [40] Fayers, F.J., Kemsshell, P.B., Terry, M.J., An Evaluation of some Uncertainties in the Comparison between Theory and Experiment for Regular Light Water Lattices, J. Brit. Nucl. Energy Soc. (1969).
- [41] Fayers, F.J. et al., LWR-WIMS. A Modular Computer Code for Evaluation of Light Water Reactors. Description of Methods. AEEW-R-785 (1972)
- [42] Fowler T.B. et al., CITATION : Nuclear Reactor Core Analysis Code. ORNL-TM-2496 (1971).
- [43] Gavin, P.H. . Explicit Treatment of Spectral History Effects in PWR Design. Trans. Am. Nucl. Soc., **73**, 381 (1995)
- [44] Glasstone, S., Bell G. Nuclear Reactor Theory. (1970).
- [45] Glasstone, S., Sesomdke, A., Ingeniería de Reactores Nucleares. Ed. Reverté (1990).
- [46] Goded, F. y otros. Teoría de Reactores y Elementos de Ingeniería Nuclear. Tomos I y II. J.E.N. (1981).
- [47] Grimm, P., A Test of Main Stream Pin Power Reconstruction Methods. Nuc. Sci. Eng., **122**, 395-406. (1996).
- [48] Halsall, M.J., Some Practical Problems in LWR Box Homogenization. IAEA-TECDOC-231. **1**, 59-71. (1978).
- [49] Halsall, M.J. et al., LWRWIMS, the WIMS Code for Light Water Reactors. Proc. Int. Conf. Phys. Reactors: Oper., Des., and Comput., Marseille, IV-45 (1990).
- [50] Henry, A., Nuclear Reactor Analysis. Massachusetts Institute of Technology. (1975).
- [51] Huang, P., Qualification of the Taiwan Power Company's Pressurized Water Reactor Physics Methods Using CASMO-3/SIMULATE-3. Nuclear Technology, **107**, 138-154. (1994).
- [52] Jonsson, A., Loretz, R.A., Historical and Recent Developments. Applications and Performance of the DIT Assembly Lattice Code. Proc. Int. Top. Mtg. Adv. Math. Comput. and Reactor Phys. Conf., Pittsburgh, PA. 10.1 2-1 (1991).
- [53] Karin, S., Meyer, P.E., Steinke, R.G., An Automated Light Water Reactor Calculation Code Package. Proc. Int. Conf. Dev. in Reactor Math. and App., CONF 710302. **2**, (1971).

- [54] Kempe. K.R., Smith. K.S. and Henry. A., Simulate-3 Pin Power Reconstruction Methodology and Benchmarking. Proc. Int. Reactor Physics Conf., Jackson Hole. **3**. 19. (1988).
- [55] Knipe. A.D., Burbidge. B.L., Franklin, B.M., Core/Reflector Boundary Studies in DIMPLE. Proc. Int. Reactor Physics Conf., Jackson Hole. **3**. 465-476. (1988)
- [56] Koebke. K., Hetzelt. L., On the Reconstruction of Local Homogeneous Neutron Flux and Current Distributions of Light Water Reactors from Nodal Schemes. Nuc. Sci. Eng., **91**. 123-131 (1985)
- [57] Koebke. K., Timmons D.H., Overview of LWR Methods, Proc. Int. Reactor Physics Conf., Jackson Hole. **3**. 1-18. (1988).
- [58] Kulikowska. T. Application of WIMSD-4 to pressurized Water Reactor Lattices. Proc. Int. Conf. on Math. and Comp., Reactor Phys., Paris. **2**. 1216 (1987).
- [59] Leal. L.C. et al., Validation of the WIMSD4M Cross Section Generation Code with Benchmark Results. Proc. Int. Conf. and Math. Methods and Comp., Reactor Phys. and Env. Anal., Am. Nucl. Soc., Portland. **2**. 1068. (1995).
- [60] Lee. C.H., Kim.Y.J., Determination of local Power Distribution Considering Spectral History Effect in Nodal Method. Proc. Int. Conf. on Math. and Comp., Reactor Phys. and Env. Anal., Am. Nucl. Soc., Portland. **2**. 1034 (1995).
- [61] Lee Y.K., et al. Validation of Monte Carlo Code Tripoli-4 with PWR Critical Lattices by Using JEF2.2 and ENF/B-VI Evaluations. Proc. Int. Conf. on Math. and Comp., Reactor Phys., Saratoga (NY). **1**. 253 (1997).
- [62] Leslie. D.C., The SPECTROX Method for Thermal Spectra in Lattice Cells. Rea. Sci. and Tech., **17**. 293-306. (1962).
- [63] Lindahl. S.Ö., Müller. E.Z., Status of ABB Atom's Core Simulator POLCA. International Conference on the Physics of Reactors, PHYSOR 96. Vol I. B 19-28. (1996).
- [64] Martínez Val. J.M., Física de Reactores Nucleares. ETSIIM. (1993).
- [65] Maruyama H. et al., Development of an Advanced Core Analysis System for Boiling Water Reactor Designs. Nuc. Tech., **118**. 3-13. (1997).
- [66] Merino. F., Ahmert. C., Aragonés. J.M., Development and Validation of the 3D PWR Core Dynamics SIMTRAN Code. Mathematical Methods and Supercomputing in Nuclear Applications. Soc. Nucl. Europea y Americana. Karlsruhe. (1993).

- [67] Merino. F., Desarrollo de un Simulador Dinámico Tridimensional para el Análisis de Transitorios en Núcleos de Reactores de Agua a Presión. Tesis Doctoral. Universidad Politécnica de Madrid. (1993).
- [68] Michaudon, A., Cierjacks, S.W., Chrien, R.E., Nuclear Fission and Neutron Induced Fission Cross Sections. Vol I. NEA. Pergamon Press. (1981).
- [69] Mori. M., Kawamura M., CASMO-4/SIMULATE-3 Benchmarking Against High Plutonium Content Pressurized Water Reactor Mixed-Oxide Fuel Critical Experiment, Nuc. Sci. Eng., **121**, 41-51 (1995).
- [70] Mosteller.R.D. et al..NODETRAN: Construction of Two Group Kinetics Data Using a One Group Core Simulator. Proc. Top. Meet. React. Phy. and Sheild., Chicago. **1**. 413-419. (1984).
- [71] Mosteller. R.D., Impact of Moderator on Physics Parameters in Pressurized Water Reactors. Proc. Top. Meet. React. Phy. and Sheild., Saratoga Springs. **2**. 896-904. (1986).
- [72] Mosteller R. D., Iversson J. L., Comparisons of ENDF/B-V and ENDF/B-VI Results for a Variety of Thermal Reactors Lattices. Proc. Int. Conf. and Math. Methods and Comp., Reactor Phys. and Env. Anal., Am. Nucl. Soc., Portland. **2**. 1024 (1995).
- [73] Nguyen. T.Q.et al. Qualification of the PHOENIX-P/ANC Nuclear Design System for Pressurized Water Reactor Cores. WCAP-11596-P-A. (1985).
- [74] Nero. A. A Guidebook to Nuclear Reactors. Uni. California Press. (1979).
- [75] Nguyen. T.Q., et al. Benchmarking of the Phoenix-P/ANC Advanced Nuclear Design System. Proc. Int. Reactor Phys. Conf., **3**. 41. Jackson Hole. WY (1988).
- [76] Noh. J. M. et al. Intranodal Burnup Gradient Correction in Analytic Function Expansion Nodal (AFEN) Method. Proc. Int. Conf. and Math. Methods and Comp., Reactor Phys. and Env. Anal., Am. Nucl. Soc., Portland. **3**. 1435 (1995).
- [77] Peltonen. J., High and Second Order Polynomial Feedback Models for VVER-440 Fuel Two-Group Cross Sections. 6th AER Symp. on VVER React. Phy. and React. Saf., Finland. (1996).
- [78] Peña, D., Estadística. Modelos y Métodos. Vol I y II. (1989).
- [79] Pfeifer. C.J., Spitz. C.J., PDQ-8 Reference Manual.WAPD-TM-1266 (1978).
- [80] Press. .W., et al., Numerical Recipes. Cambridge University Press. (1987)

- [81] Ronen. Y., Handbook of Nuclear Reactors Calculations. VOL I. II y III. CRC Press. Inc. (1986).
- [82] Sanchez, R. et al., APOLLO II: A User Oriented, Portable, Modular Code for Multigroup Transport Assembly Calculations. Nuc.Sci.Eng.100,352 (1988).
- [83] Smith, K.S., Cronin, J.T., SIMULATE3 Methodology: Advanced Three-Dimensional Two-Group Reactor Analysis Code. SOA-92/02. (1992).
- [84] Smith, K.S., Assembly Homogenization Techniques for LWR's Analysis. (1985).
- [85] Smith, K.S., Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis. Prog. Nuc. Energy. **17**, 303-335 (1986).
- [86] Smith, K., Modern Reactor Core Design Codes and Comparison to Measured Data. Proc. Math Methods and Sup., **1**, 479. Karlsruhe. (1993).
- [87] Stamm'ler R.J.J., Abbate, M.J., Methods of Steady-State, Reactor Physics in Nuclear Designs. Academic Press. (1983).
- [88] Verbeke, J.M., Kuo S., Vujic J., ANS Benchmark L1: PWR Lattice Benchmark Problems. Saratoga (NY). (1997).
- [89] Wagner, M.R., Koebke, K., Winter, H.J., A Nonlinear Extension of the Nodal Expansion Method. ANS-ENS Topical Meeting, **2**, 43. Munich (1981).
- [90] Weinberg, A.M., Wigner, E. P., The Physical Theory of Neutron Chain Reactors. Uni. Chicago Press. (1958).



**Parte VI**

**Apéndice**





# Apéndice A

## Dependencia espectral de las secciones eficaces.

### A.1 Introducción.

El objetivo de este apéndice es fijar la base teórica de la ecuación de difusión, de manera que se ponga de manifiesto la importancia de la utilización de las secciones eficaces de la forma más correcta posible. Se considera el valor espectral del flujo neutrónico, como el factor básico que interviene en la modificación del valor de las secciones eficaces para la teoría de pocos grupos.

### A.2 Ecuación de Difusión en multigrupos.

La ecuación integrodiferencial continua de difusión para neutrones de cualquier energía viene representada por:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} \int_0^{E_0} \chi(E' \rightarrow E) \nu \Sigma_f(r, E') \cdot \phi(r, E') dE' + \int_0^{E_0} \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \cdot \phi(r, E') dE' = \\ = -\nabla D(r, E) \nabla \phi(r, E) + \Sigma_t(r, E) \cdot \phi(r, E) \end{aligned} \quad (A.1)$$

Se establece un balance neutrónico en términos de la función del flujo neutrónico total  $\phi(r, E)$ , en el elemento de volumen y energía en torno a  $r$  y  $E$ . Se ha introducido el valor de  $k$  como denominador del número de neutrones aparecidos en cada fisión, con objeto de que la ecuación represente virtualmente un reactor crítico.

La solución de esta ecuación hay que plantearla con las hipótesis de validez de la ecuación de difusión, considerando aceptable la ley de Fick. Por lo tanto, esta ecuación del flujo tiene validez en medios poco absorbentes y a varios recorridos libres medios de zonas de altas fugas (vacío exterior), o bien, de zonas altamente absorbentes (barra de control interna). [50]. [64]

Esta ecuación A.1 se transforma en la ecuación de difusión para reactores con diferentes regiones. Teniendo en cuenta que los datos nucleónicos son independientes del material, es decir, constantes respecto a la variable posición en las diferentes regiones que forman el reactor.

Para obtener esta teoría dependiente del grupo de energía se divide el reactor en un conjunto espacial de regiones y con una partición en grupos de energía ( $\Delta E_g = E_{g-1} - E_g$ ) del espectro característico de los neutrones en el reactor. Se puede suponer una factorización del flujo en su parte espacial y energética:

$$\phi(r, E) = \varphi_g^k(r) \cdot \psi_g^k(E) \quad (\text{A.2})$$

Donde el término  $\psi_g^k(E)$  es la función espectral para el grupo de energía  $g$  en la región  $k$ .

El término  $\varphi_g(r)$  es el flujo escalar para el grupo de energía  $g$ , obtenido de resolver la ecuación A.7. Obtenido de forma aproximada por

$$\varphi_g(r) \approx \int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(r, E) dE \quad (\text{A.3})$$

El paso inicial en este proceso es sustituir  $\phi(r, E)$  en la ecuación genérica de difusión, obteniendo para la región  $k$  y el grupo  $g$ :

$$\begin{aligned} \sum_{g'=1}^G \int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} \left[ \frac{1}{k} \sum_j \chi^j(E) \nu^j \Sigma_f^j(r, E') + \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \right] \cdot [\varphi_{g'}(r) \cdot \psi_{g'}^k(E')] dE' = \\ \approx -\nabla D(r, E) \nabla [\varphi_g(r) \cdot \psi_g^k(E)] + \Sigma_t(r, E) \cdot [\varphi_g(r) \cdot \psi_g^k(E)] \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

La factorización utilizada es una aproximación al flujo real  $\phi(r, E)$ , la ecuación anterior no puede ser exactamente igual para toda energía  $E$  y en todo el espacio  $r$ . Sin embargo, sí tiene validez en un sentido integral:

$$\begin{aligned}
& \sum_{g'=1}^G \left\{ \frac{1}{k} \int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} \sum_j \int_{\Delta E_g} \chi^j(E) dE \left[ \int_{\Delta E_g} \nu^j \Sigma_f^j(r, E') \psi_g^k(E') dE' \right] \varphi_{g'}(r) \right. \\
& + \left. \left[ \int_{\Delta E_g} dE \int_{\Delta E_{g'}} \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \psi_{g'}^k(E') dE' \right] \varphi_{g'}(r) \right\} = \\
& = -\nabla \left[ \int_{\Delta E_g} D(r, E) \cdot \psi_g^k(E) dE \right] \nabla \phi_g(r) + \left[ \int_{\Delta E_g} \Sigma_t(r, E) \cdot \psi_g^k(E) dE \right] \cdot \varphi_g(r) \\
& (g = 1, 2, \dots, G)
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Donde se definen los parámetros por grupos dados por :

$$\begin{cases} \chi_g^j & \equiv \int_{\Delta E_g} \chi^j(E) dE \\ \nu \Sigma_{fg}^k(r) & \equiv \int_{\Delta E_g} \nu^j \Sigma_f^j(r, E') \psi_g^k(E') dE' \\ \Sigma_{s_{gg'}}(r) & \equiv \int_{\Delta E_g} dE \int_{\Delta E_{g'}} \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \psi_{g'}^k(E') dE' \\ D_g^k(r) & \equiv \int_{\Delta E_g} D(r, E) \psi_g^k(E) dE \\ \Sigma_{tg}^k(r) & \equiv \int_{\Delta E_g} \Sigma_t(r, E) \psi_g^k(E) dE \end{cases} \tag{A.6}$$

Se supone que el espectro energético del flujo  $\psi_g^k(E)$  y las secciones eficaces obtenidas de los datos nucleares y de las concentraciones isotópicas en cada punto del reactor son datos conocidos.

Se procede a discretizar la ecuación de partida, obteniendo la expresión en multigrupos de energía ( $g = 1, 2, 3, \dots, G$ ) y en regiones espaciales discretizadas  $k$  con similares propiedades neutrónicas. La ecuación de difusión en multigrupos se escribe entonces:

$$\sum_{g'=1}^G \left( \frac{1}{k} \sum_j \chi^j \nu^j \Sigma_{fg}^k + \Sigma_{s_{g'g}}^k \right) \cdot \phi_{g'}(r) = -\nabla [D_g^k(r) \nabla \phi_g(r)] + \left( \Sigma_{ag}^k + \sum_{g' \neq g} \Sigma_{s_{g-g'}}^k \right) \cdot \phi_g(r) \tag{A.7}$$

En este momento se pueden hacer las siguientes precisiones:

- Se suponen condiciones de continuidad del flujo  $\phi_g(r)$  y la corriente  $J_g(r)$  en la interfase entre diferentes materiales. Sin embargo, como  $\psi_g^k(E)$  es distinto para cada material  $k$ , no se tiene continuidad del flujo  $\phi(r, E)$  y de la corriente  $J(r, E)$  en cada energía  $E$ . En su lugar se requiere, por la condiciones impuestas de continuidad, que haya continuidad para la suma de todos los neutrones que tengan energías en un grupo dado.

- La ecuación de difusión en multigrupos es bastante exacta, dentro de la aproximación que supone la difusión. Siendo bastante formal en el sentido que las constantes de grupo todavía no se han determinado. Es decir, aun habiendo formulado explícitamente estos parámetros de grupo, es preciso conocer exactamente el flujo  $\phi(r, E)$ .
- Las constantes de grupo serán rigurosamente constantes si y solo si el flujo neutrónico es separable. Desafortunadamente a veces el flujo en un reactor nuclear no es separable en la componente de energía.

El objetivo es definir las secciones eficaces efectivas en cada grupo de energía que se promedian espacialmente en el cálculo de celda. Es el primer nivel de homogeneización, correspondiente a la celda estructural, donde se producen las variaciones más fuertes del flujo.

Las constantes de grupo promediadas a este nivel se pueden definir como :

$$\langle \Sigma_g \rangle_{cell} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{V_{cell}} d^3r \cdot \Sigma(r, E) \cdot \phi(r, E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{V_{cell}} d^3r \cdot \phi(r, E)} \quad (A.8)$$

Este promedio energético requiere tener en cuenta la disposición física de los materiales de la celda estructural. Un ejemplo de sección eficaz para una celda típica de combustible del 3.1 w/o, sin Xenon puede venir dado por la figura A.1.

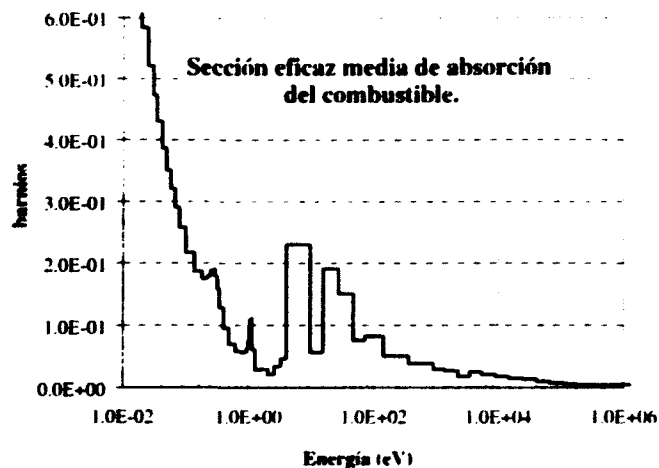


Figura A.1: Sección eficaz media de absorción en multigrupos en el combustible de una celda típica.

### A.3 Ecuación de Difusión en dos grupos de energía.

La teoría de dos grupos intenta mejorar la precisión del flujo en las interfaces. Una primera aproximación del flujo supone dos componentes: espacial y energética. Asumiendo que la componente energética tiene una forma  $\psi^k(E)$  en cada material de tipo  $k$ . Sin embargo, esta aproximación puede no ser válida en las interfaces entre dos medios muy diferentes. La idea consiste en dividir las funciones espectrales de flujo en dos partes, grupo rápido y térmico. Definiendo la energía de corte  $E_c$ .

Con esta formulación se llega a las ecuaciones de difusión en dos grupos de energía:

$$\begin{cases} -D_1^k \nabla^2 \phi_1(r) + (\Sigma_{t_1}^k - \Sigma_{11}^k) \phi_1(r) &= \frac{1}{k} \chi_1^k (\nu \Sigma_{f_1}^k \phi_1(r) + \nu \Sigma_{f_2}^k \phi_2(r)) \\ -D_2^k \nabla^2 \phi_2(r) + (\Sigma_{t_2}^k - \Sigma_{22}^k) \phi_2(r) &= \frac{1}{k} \chi_2^k (\nu \Sigma_{f_1}^k \phi_1(r) + \nu \Sigma_{f_2}^k \phi_2(r)) + \Sigma_{s_{1-2}}^k \phi_1(r) \end{cases} \quad (A.9)$$

Donde se definen los parámetros dados por la condensación en dos grupos:

$$\begin{cases} \chi_1^k \equiv \int_{E_c}^{\infty} \chi^k(E) dE \\ \chi_2^k \equiv \int_0^{E_c} \chi^k(E) dE \\ D_1^k \equiv \int_{E_c}^{\infty} D(E) \cdot \psi_1^k(E) dE \\ D_2^k \equiv \int_0^{E_c} D(E) \cdot \psi_2^k(E) dE \\ \Sigma_{11}^k \equiv \int_{E_c}^{\infty} dE \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_s^k(E' \rightarrow E) \psi_1^k(E') dE' \\ \Sigma_{12}^k \equiv \int_0^{E_c} dE \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_s^k(E' \rightarrow E) \psi_1^k(E') dE' \\ \Sigma_{22}^k \equiv \int_0^{E_c} dE \int_0^{E_c} \Sigma_s^k(E' \rightarrow E) \psi_2^k(E') dE' \end{cases} \quad \begin{cases} \nu \Sigma_{f_1}^k \equiv \int_{E_c}^{\infty} \nu \Sigma_f(E) \psi_1^k(E) dE \\ \nu \Sigma_{f_2}^k \equiv \int_0^{E_c} \nu \Sigma_f(E) \psi_1^k(E) dE \\ \Sigma_{t_1}^k \equiv \int_{E_c}^{\infty} \Sigma_t(E) \psi_1^k(E) dE \\ \Sigma_{t_2}^k \equiv \int_0^{E_c} \Sigma_t(E) \psi_2^k(E) dE \end{cases} \quad (A.10)$$

Las condiciones de frontera vendrán dadas por la continuidad del flujo y corrientes en la interfase entre diferentes materiales. Pudiéndose demostrar que existe una solución única y positiva que corresponde al valor propio  $k$  real mayor y positivo. De esta forma se obtiene una solución física aceptable para los flujos  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , pudiendo obtener una solución para los dos grupos de energía en cada material.

## A.4 Espectro de flujo en un reactor térmico.

El espectro  $\psi(E)$  típico de un reactor PWR puede venir dado según en cuatro espectros típicos fundamentales. para un medio infinito y homogéneo:[50]

$$\psi(E) \approx \begin{cases} \text{Fisión} & E_1(10 \text{ KeV}) \leq E \leq E_0(10 \text{ MeV}) \\ \text{Moderación} & E_2(1 \text{ eV}) \leq E \leq E_1 \\ \sim 1/E & E_c(0.625 \text{ eV}) \leq E \leq E_2 \\ \text{Maxwelliano} & 0 \leq E \leq E_c \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Se define el rango térmico hasta la energía  $E_c$ , llamada energía de corte. Este punto de corte se escoge en función del poder de moderación del medio y de la sección de dispersión. Por ello, puede ocurrir que cuando el poder de moderación es pequeño y la absorción térmica es muy grande, el valor de  $E_c$  sea mayor de 1 eV. Cuando se da este caso, la representación de  $\psi(E)$  en el rango térmico definida por un Maxwelliano y una cola del tipo  $\sim 1/E$  deja de tener validez.

En la teoría de dos grupos de energía, se dan dos funciones rígidas de espectro neutrónico:  $\psi_1^k(E)$  para  $E \geq E_c$  y  $\psi_2^k(E)$  para  $E \leq E_c$ . Y por lo tanto la condensación de parámetros definidos por esta función espectral llevarán implícitamente incluidas las dependencias espectrales del flujo. De ahí, la importancia de hacer un estudio del tipo de espectro de condensación, tanto de grupos necesarios, como de energía de corte de cada grupo.

En la figura A.2. se observa el espectro típico de una celda de combustible de 3.1 w/o. en condiciones nominales de operación, a BOC y sin xenon. El espectro con quemado está calculado a 30.000 MWd/tU.

## A.5 Cambio del espectro térmico

La presencia de cambios de propiedades neutrónicas, tales como la absorción, fugas y moderación pueden provocar una distorsión del espectro térmico característico respecto a una distribución teórica Maxwelliana (obtenida con las hipótesis simplificativas de sistema sin fuentes, en ausencia de absorciones, sin fugas y caracterizado por la temperatura del moderador). [64]

Estos efectos señalados contribuyen a perturbar la distribución neutrónica llevándola, fuera del equilibrio térmico. Incluso la termalización neutrónica se puede entender como un efecto que pone en competencia el proceso de termalización que se produce en el moderador (que trata de llevar el sistema al equilibrio térmico) y aquellos efectos que tienden a distorsionar el espectro térmico de su posición de equilibrio.

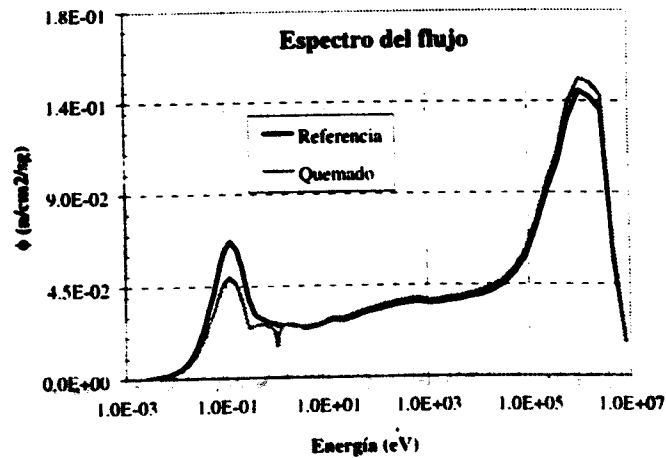


Figura A.2: Espectro del flujo en una celda de referencia calculada con el código WIMS en 69 grupos.

Este fenómeno provoca el cambio de  $\psi_2^k(E)$ , y por lo tanto un cambio en la condensación de las secciones eficaces, cuyo efecto es de gran importancia.

- El efecto de añadir absorbente  $\sim 1/v$  provoca un desplazamiento del espectro hacia valores de energía mayores, semejante a un incremento efectivo de la temperatura del moderador: *calentamiento del espectro*.
- El efecto del aumento de fugas, se convierte en un desplazamiento hacia valores menores de temperatura: *enfriamiento del espectro*.
- El efecto de la moderación provoca un cambio en el espectro importante.
- El efecto de absorción en resonancias, produce un cambio fuerte del espectro.





## Apéndice B

### Teoría de difusión en dos grupos.

Para la aplicación simple de la teoría de difusión en multigrupos, se emplea con frecuencia el estudio de dos grupos de energía, uno para caracterizar a los neutrones térmicos y otro para los neutrones rápidos o epitérmicos.

El corte de energía para discriminar los dos estados, varía según los distintos códigos, el sistema SEANAP de códigos utiliza el corte a los 0.625 eV, pero WIMS-LWR utiliza el corte a los 4.0 eV. Se escoge, lo suficientemente alto para que el valor de la dispersión del grupo térmico al rápido sea despreciable.

Se puede identificar por condensación energética el valor de los flujos:

$$\begin{cases} \phi_1(r, t) = \int_{E_c}^{E_0 \sim 10 \text{ MeV}} dE \cdot \phi(r, E, t) \\ \phi_2(r, t) = \int_0^{E_c} dE \cdot \phi(r, E, t) \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Donde se verifica que prácticamente el espectro de los neutrones que nacen en fisión, aparecen en el grupos rápido, es decir:

$$\begin{cases} \chi_1 = \int_{E_c}^{E_0 \sim 10 \text{ MeV}} dE \cdot \chi(E) = 1 \\ \chi_2 = \int_{E_0}^{E_c} dE \cdot \chi(E) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

La fuente de fisiones para cada grupo:

$$\begin{cases} S_{f_1} = \nu_1 \Sigma_{f_1} \phi_1 + \nu_2 \Sigma_{f_2} \phi_2 \\ S_{f_2} = 0 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

La ecuación de difusión en dos grupos vendrá dada por el balance de fuentes y sumideros:

$$\begin{cases} -\nabla D_1 \nabla \phi_1 - (\Sigma_{a1} \phi_1 + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \phi_1) = \frac{1}{k_{eff}} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) \\ -\nabla D_2 \nabla \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \phi_1 \end{cases} \quad (B.4)$$

Se ha introducido el factor  $1/k_{eff} = \lambda$  en la fuente de fisión, para realizar el cálculo de criticidad. El término fuente en el grupo rápido corresponde a neutrones nacidos de la fisión, la fuente de neutrones térmicos es debida sólo a la remoción.

## B.1 Método de *Expansión Modal*.

Aplicando la teoría de Difusión en dos grupos:

$$\begin{cases} D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_{a1} \phi_1 - \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \phi_1 + \frac{1}{k_{eff}} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) = 0 \\ D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_{a2} \phi_2 + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \phi_1 = 0 \end{cases} \quad (B.5)$$

E introduciendo la notación matricial y vectorial:

$$\nabla^2 \cdot \phi + B^2 \cdot \phi = 0 \quad (B.6)$$

La *matriz buckling*:  $B^2$ , se define por los datos materiales, mediante las secciones eficaces, y el factor de multiplicación del reactor. Reservándose el nombre del laplaciano material para situaciones críticas.

Para resolver la ecuación B.5 se utiliza el *Método de Expansión Modal*. El vector flujo, se desarrolla en términos de la solución elemental o modos, cuya dependencia espacial y energética vendrá dada por:

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_{i \text{ Modos}} \phi_i(\mathbf{r}) = \sum_{i \text{ Modos}} \varphi_i(\mathbf{r}) \cdot \psi_i \quad (B.7)$$

La forma espacial del flujo se ha separado en  $\varphi_i(\mathbf{r})$  (describe la dependencia espacial del modo  $i$ -ésimo) y  $\psi_i$  (describe la dependencia espectral del modo  $i$ -ésimo).

Substituyendo la solución elemental  $i$ -ésima en la ecuación B.5 se deduce que:

$$B^2 \cdot \psi_i = B_i^2 \cdot \psi_i \quad (B.8)$$

Donde el factor  $B_i^2$ , definido anteriormente, es un valor constante, no puede depender de la energía o el espacio. La ecuación de la forma espacial del  $i$ -ésimo modo viene dada según:

$$\nabla^2 \varphi_i(\mathbf{r}) + B_i^2 \cdot \varphi_i(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{B.9})$$

En la teoría de dos grupos, cada región material tiene por lo tanto dos espectros típicos, las funciones propias  $\varphi_i$  con los dos correspondientes valores propios, los laplacianos materiales  $B_i^2$ .

Las formas espaciales asociadas, dadas por  $\varphi_i(\mathbf{r})$ , se obtienen resolviendo la ecuación B.9 con las condiciones de frontera que acoplan las dos regiones materiales en la interfase, con las condiciones de continuidad de flujos y corrientes.

Los dos valores propios de la ecuación B.8 se pueden haciendo nulo el determinante del sistema homogéneo de la ecuación de difusión:

$$|B^2 - B_i^2 \cdot I| = 0 \quad (\text{B.10})$$

Quedando que:

$$B_{i=\text{Asint. Term}}^2 = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau^*} + \frac{1}{L^2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau^*} + \frac{1}{L^2} \right)^2 + \frac{\lambda \cdot k_{\infty} - 1}{\tau \cdot L^2}} \quad (\text{B.11})$$

Donde:

$$\begin{cases} \tau &= \frac{D_1}{\Sigma_{s,1-2} + \Sigma_{a1}} \\ L^2 &= \frac{D_2}{\Sigma_{a2}} \\ \tau^* &= \frac{1}{\tau} \cdot (1 - \lambda(1-p) \cdot (\eta f_1)) \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Se define pues los siguientes parámetros:

$\tau$  = Edad de neutrones de Fermi o área de moderación.

$L$  = Longitud de difusión térmica.

La ordenación de los dos valores de  $B_i^2$ , bajo la hipótesis de que :

$$\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau^*} + \frac{1}{L^2} \right)^2 \gg \frac{\lambda \cdot k_{\infty} - 1}{\tau \cdot L^2} \quad (\text{B.13})$$

Quedarán que :

$$\begin{cases} B_{\text{asintótico}}^2 \approx \frac{\lambda k_{\infty} - 1}{\left(\tau + \frac{\tau}{\tau^*} \cdot L^2\right)} \\ B_{\text{transitorio}}^2 \approx -\left(\frac{1}{\tau^*} + \frac{1}{L^2}\right) \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Para un sistema crítico con sólo fisión térmica se debe cumplir que  $\tau^* = \tau$ . se define una expresión muy conocida para el laplaciano fundamental dado por :

$$\begin{cases} B_{\text{asintótico}}^2 \approx \frac{(k_{\infty} - 1)}{M^2} \\ M^2 = \tau + L^2 \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

Siendo  $M^2$  el área de migración de los neutrones.

Conclusiones:

- Se puede observar cómo el signo de  $B_{\text{Asintótico}}^2$  depende del valor de  $(\lambda k_{\infty} - 1)$ . mientras que  $B_{\text{Transitorio}}^2$  es siempre negativo.
- La dependencia espacial de  $\phi_{\text{Transitorio}}(r)$  decae de un modo exponencial con incremento de la distancia.
- Por otra parte, como  $|B_{\text{Transitorio}}^2| \gg |B_{\text{asintótico}}^2|$ , implica que  $\phi_{\text{asintótico}}(r)$  será normalmente preponderante, e incluso para valores negativos  $B_{\text{asintótico}}^2$ , cuando ambos modos decaen. De ahí que sean llamados modos asintóticos y modos transitorios.
- En celdas de agua  $B_{\text{Transitorio}}^2 \simeq -1/L^2$ , con lo que  $L$  es del orden de 2 a 3 centímetros, por lo tanto una apreciable parte del elemento está expuesta al flujo transitorio.
- La interfase entre elementos vecinos con similares propiedades, los flujos transitorios  $\phi_{\text{Transitorio}}(r)$  son mucho más pequeños que los flujos asintóticos  $\phi_{\text{Asintótico}}(r)$ .

## B.2 Ecuación de dos grupos del modo fundamental o asintótico.

Al aplicar la teoría de dos grupos en un reactor uniforme y con reflector, se asume que tanto el flujo rápido como térmico se pueden caracterizar por la forma espacial del flujo, dado por una ecuación de ondas:

$$\begin{cases} \nabla^2 \varphi(r) + B^2 \cdot \varphi(r) = 0 \\ \varphi(r_{sup}) = 0 \end{cases} \quad (B.16)$$

La ecuación algebraica queda reducida a:

$$\begin{bmatrix} D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} - k_{eff}^{-1} \cdot \nu \Sigma_{f_1} & -k_{eff}^{-1} \cdot \nu \Sigma_{f_2} \\ -\Sigma_{s,1 \rightarrow 2} & D_2 B^2 + \Sigma_{a_2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (B.17)$$

Este sistema algebraico sólo tiene solución si el determinante es nulo:

$$\left( D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} - \frac{\nu \Sigma_{f_1}}{k_{eff}} \right) (D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) - \frac{\nu \Sigma_{f_2} \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}{k_{eff}} = 0 \quad (B.18)$$

Despejando el valor de  $k_{eff}$  se obtiene una solución no trivial de la ecuación de dos grupos:

$$k_{eff} = \frac{\nu \Sigma_{f_1}}{D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}} + \frac{\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}{(D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2})} \frac{\nu \Sigma_{f_2}}{(D_2 B^2 + \Sigma_{a_2})} \quad (B.19)$$

Si se relaciona la expresión anterior con la fórmula de los cuatro factores, se puede descomponer la solución en dos sumandos:  $k_{eff} = k_1 + k_2$ .

Se puede definir el factor de multiplicación de neutrones debido a las fisiones que ocurren en el grupo rápido por:

$$k_1 = \frac{\nu \Sigma_{f_1}}{D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}} \quad (B.20)$$

Y la correspondiente al grupo térmico vendrá dada, una vez reagrupados los diferentes términos por:

$$k_2 = \frac{\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}{(D_1 B^2 + \Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2})} \frac{\nu \Sigma_{f_2}}{(D_2 B^2 + \Sigma_{a_2})} = \frac{\frac{\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}{\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}}{(1 + L_1^2 \cdot B^2)} \frac{\frac{\nu \Sigma_{f_2}}{\Sigma_{a_2}}}{(1 + L_2^2 \cdot B^2)} \quad (B.21)$$

Donde se pueden expresar los diferentes parámetros neutrónicos de interés:

$$1. \text{ Probabilidad de No fuga rápida: } P_{NL_1} = \frac{1}{(1 + L_1^2 \cdot B^2)}$$

2. Probabilidad de No fuga térmica:  $P_{NL_2} = \frac{1}{(1 + L_2^2 \cdot B^2)}$
3. Longitud de Difusión rápida :  $L_1^2 = \frac{D_1}{\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}} = \tau$
4. Longitud de Difusión térmica:  $L_2^2 = \frac{D_2}{\Sigma_{a_2}}$
5. Area de moderación:  $M^2 = \tau + L_2^2$
6. Probabilidad de escape en resonancias:  $p = \frac{\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}{\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}$

De esta manera los factores de multiplicación pueden expresarse de la forma:

$$\begin{cases} k_1 &= \eta_1 \cdot f_1 \cdot P_{NL_1} \\ k_2 &= \eta_2 \cdot f_2 \cdot p \cdot P_{NL_1} \cdot P_{NL_2} \end{cases} \quad (B.22)$$

Se definen los valores de:

1. Factor de utilización rápida:  $f_1 = \frac{\Sigma_{a_1}^{Fuel}}{(\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2})}$
2. Factor de utilización rápida:  $f_2 = \frac{\Sigma_{a_2}^{Fuel}}{(\Sigma_{a_2})}$
3. Número medio de neutrones nacidos de la fisión rápida:  $\eta_1 = \nu_1 \frac{\Sigma_{f_1}^{Fuel}}{(\Sigma_{a_1}^{Fuel})}$
4. Número medio de neutrones nacidos de la fisión térmica:  $\eta_2 = \nu_2 \frac{\Sigma_{f_2}^{Fuel}}{(\Sigma_{a_2}^{Fuel})}$
5. Factor de fisiones rápidas. definido como:  $\epsilon = 1 + k_1/k_2 = 1 + \frac{\nu \Sigma_{f_1} \Sigma_{a_2} + D_2 B^2}{\nu \Sigma_{f_2} \Sigma_{s,1 \rightarrow 2}}$
6. Donde:  $k = k_1 + k_2 = \eta_2 \cdot f_2 \cdot p \cdot \epsilon \cdot P_{NL_1} \cdot P_{NL_2}$

Esta formulación en dos grupos es útil algunas veces cuando se pretende evaluar cualitativamente el comportamiento de un sistema crítico. Sin embargo, esta identificación de los términos de la fórmula de los seis factores en términos de las secciones eficaces en dos grupos no es única, y se pueden formular otros desarrollos. [36]. [90]. Concluyendo la inutilidad intrínseca de esta formulación.

### B.3 Teoría de 3 grupos.

Cuando se trata de analizar correctamente la corriente de neutrones entre elementos, en una configuración de núcleo heterogéneo, aparecen fuertes complicaciones. Debido principalmente a los fuertes gradientes de flujo existentes entre los diversos elementos combustibles.

Para tratar de resolver este problema es conveniente utilizar modelos en multigrupos. Su utilización viene del hecho de que la corriente neta de neutrones rápidos, que va de elementos altamente enriquecidos a elementos con bajo enriquecimiento. Sin embargo, la corriente neta de neutrones térmicos puede tener un sentido opuesto en núcleos con muy alto enriquecimiento.

De ahí que se seleccionan modelos, por general de tres grupos, con cortes de energía de 0.625 eV y 5.53 KeV, con el fin de tener en cuenta de los neutrones en la zona de resonancias, sobre todo en esquemas con recargas de tipo MOX. [65]

Se suponen tres grupos de condensación energética:

- rango térmico: hasta la energía de corte de 0.625 eV o 4 eV, según los casos.
- rango de resonancias: de la energía de corte térmica hasta 9118 eV.
- rango epitérmico: hasta los 10 MeV.

Las ecuaciones planteadas en teoría de tres grupos energéticos vienen dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 B^2 \phi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2} + \Sigma_{s,1-3}) \phi_1 = \frac{(\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2 + \nu \Sigma_{f3} \phi_3)}{k_{eff}} + \\ \quad + \Sigma_{s,2-1} \phi_2 + \Sigma_{s,3-1} \phi_3 \\ D_2 B^2 \phi_2 + (\Sigma_{a2} + \Sigma_{s,2-1} + \Sigma_{s,2-3}) \phi_2 = \Sigma_{s,1-2} \phi_1 + \Sigma_{s,3-2} \phi_3 \\ D_3 B^2 \phi_3 + (\Sigma_{a3} + \Sigma_{s,3-1} + \Sigma_{s,3-2}) \phi_3 = \Sigma_{s,1-3} \phi_1 + \Sigma_{s,2-3} \phi_2 \end{array} \right.$$

Se toma como grupos de análisis: grupo térmico ( $\leq 4$  eV), grupo de resonancias y grupo epitérmico. Se pueden hacer las siguientes hipótesis simplificadoras:

- $\Sigma_{s,1-3} \approx 0$  (no hay remoción del grupo epitérmico al térmico)
- $\Sigma_{s,2-1} \approx 0$  (no hay *up-scattering* del grupo de resonancias al grupo epitérmico)
- $\Sigma_{s,3-1} \approx 0$  (no hay *up-scattering* del grupo de térmico al grupo epitérmico)

- Se supone que todos los neutrones que nacen de fisión nacen en el grupo epitérmico.

Los valores de los *buckling* por grupo vendrán dados al imponer estas condiciones por:

$$\begin{cases} B_1^2 = \frac{k_{eff}^{-1} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2 + \nu \Sigma_{f3} \phi_3) - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2}) \phi_1}{D_1 \phi_1} \\ B_2^2 = \frac{\Sigma_{s,1-2} \phi_1 + \Sigma_{s,3-2} \phi_3 - (\Sigma_{a2} + \Sigma_{s,2-3}) \phi_2}{D_2 \phi_2} \\ B_3^2 = \frac{\Sigma_{s,2-3} \phi_2 - (\Sigma_{a3} + \Sigma_{s,3-2}) \phi_3}{D_3 \phi_3} \end{cases}$$

La condensación a dos grupos de energía, donde el grupo rápido es el conjunto de resonancias y epitérmico, manteniendo el mismo grupo energético para el flujo térmico será:

$$\begin{cases} \phi_I = \phi_1 + \phi_2 \\ \phi_{II} = \phi_3 \end{cases}$$

Las secciones eficaces vendrán condensadas mediante la formulación:

$$\begin{cases} \Sigma_{xI} \phi_I = (\Sigma_{x1} \phi_1 / \phi_2 + \Sigma_{x2}) \\ \Sigma_{xII} \phi_{II} = \Sigma_{x3} \end{cases}$$

La sección conjunta de remoción:

$$\begin{cases} \Sigma_{s,I-II} \phi_I = \Sigma_{s,1-3} \phi_1 + \Sigma_{s,2-3} \phi_2 \\ \Sigma_{x,II-I} \phi_{II} = 0 \end{cases}$$

## B.4 Fugas por grupo en la celda de combustible.

El análisis de las fugas de neutrones en la celda de combustible es importante no sólo a la hora de evaluar la criticidad, sino como medida de parametrización de ciertos aspectos físicos neutrónicos.

Se puede definir las fugas por grupo energético, en función de las corrientes:

$$\begin{cases} \text{Fugas en el grupo rápido} : L^1 = \frac{1}{k_{eff}} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) - \Sigma_{a1} \phi_1 - \Sigma_{s,1-2} \phi_1 \\ \text{Fugas en el grupo térmico} : L^2 = \Sigma_{s,1-2} \phi_1 - \Sigma_{a2} \phi_2 \end{cases} \quad (B.23)$$

Para parametrizar este efecto y hacerlo independiente del valor del flujo se toma como parámetros de interés los llamados *buckling por grupo*:



$$\begin{cases} B_{fast}^2 = \frac{k_{eff}^{-1} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2}) \cdot \phi_1}{D_1 \cdot \phi_1} \\ B_{th}^2 = \frac{\Sigma_{s,1-2} \phi_1 - \Sigma_{a2} \phi_2}{D_2 \cdot \phi_2} \end{cases} \quad (B.24)$$

## B.5 Ecuación de dos grupos para un sistema infinito.

Para el análisis de reactores térmicos grandes, se pueden simplificar las ecuaciones de difusión en dos grupos de energía considerando nulas las fugas térmicas:

$$\frac{-D_2 \nabla^2 \phi_2}{\Sigma_{a2} \phi_2} = \frac{-D_2 B^2}{\Sigma_{a2}} \simeq \frac{0.5 \text{ cm} \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2}}{0.1 \text{ cm}^{-1}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \ll 1 \quad (B.25)$$

Luego la ecuación de difusión del grupo térmico se puede simplificar y quedará:

$$\Sigma_{a2} \phi_{2\infty} = \Sigma_{s,1-2} \phi_{1\infty} \quad (B.26)$$

Pudiendo expresar la relación entre flujos en este caso:

$$\phi_{2\infty}(r) = \frac{\Sigma_{s,1-2}}{\Sigma_{a2}} \phi_{1\infty}(r) \quad (B.27)$$

Sustituyendo en la ecuación de difusión para el grupo rápido en el caso de un reactor homogéneo, se obtiene:

$$\nabla^2 \phi_1 + \frac{k_{\infty} - 1}{L_1^2} \phi_1(r) = 0 \quad (B.28)$$

Siendo :

$$k_{\infty} = \frac{\nu \Sigma_{f1}}{\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2}} + \frac{\Sigma_{s,1-2}}{(\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2})} \frac{\nu \Sigma_{f2}}{\Sigma_{a2}} = k_{\infty 1} + k_{\infty 2} \cdot p \quad (B.29)$$

### B.5.1 Comparación de espectros.

Según esta formulación, es posible plantear la relación que existe entre el espectro de un sistema real crítico y el de un medio infinito, quedando tras comparar las expresiones del flujo:

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \frac{1}{T(i)} \cdot \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{s,1-2}} \quad (\text{B.30})$$

Siendo  $T(i)$  el factor de corrección por fugas térmicas a nivel nodal.

$$\left\{ \begin{array}{l} T(i) = \frac{1}{1 + \frac{D_2}{\Sigma_{a2}} B_{th}^2} \\ \left. \frac{\phi_2}{\phi_1} \right|_{\infty} = \frac{\Sigma_{s,1-2}}{\Sigma_{a2}} \end{array} \right. \quad (\text{B.31})$$

Cuando no hay fugas térmicas entre nodos,  $T(i)$  es la unidad y la relación de flujos tiende a su valor asintótico.

El objetivo de la corrección nodal, por efecto de las fugas térmicas, es tratar de considerar la transición espacial del flujo térmico que tiene lugar en las interfases entre nodos, con diferencias neutrónicas importantes. Por ejemplo, entre nodos combustibles y el reflector, nodos vecinos a control o venenos consumibles, elementos con alto contenido de plutonio. Se considera un tamaño de nodo lo suficientemente grande para que el efecto de la variación del flujo térmico, sólo sea representativo en la interfase.

Las hipótesis utilizadas son:

- El flujo térmico se considera que tiene un comportamiento exponencial en la superficie entre nodos vecinos, donde se impone las condiciones de continuidad del flujo y de la corriente en la interfase.
- El flujo rápido se considera continuo y constante a lo largo de la interfase con los nodos vecinos y cerca de las interfases se aproxima por un valor medio entre nodos.

Con esta formulación se obtiene la fórmula para  $k_{\infty}(i)$  en dos grupos:

$$k_{\infty}(i) = \left[ \frac{\nu \Sigma_{f1}}{\Sigma_{s,1-2}} + T(i) \cdot \frac{\nu \Sigma_{f1}}{\Sigma_{a2}} \right] \cdot \left[ \frac{\Sigma_{s,1-2}}{\Sigma_{a1} + T(i) \cdot \Sigma_{s,1-2}} \right]$$

Si  $T(i)$  es la unidad, se obtiene el valor de  $k_{\infty}$  según la forma característica de la ecuación en dos grupos de energía.

El paso a teoría de un grupo nodal requiere el colapsamiento de las secciones eficaces en dos grupos, una vez corregido el espectro mediante la fórmula dada por  $T(i)$  :

$$\Sigma_a(i) = \frac{\Sigma_{a1} + T(i) \cdot \Sigma_{s,1-2}}{1 + T(i) \cdot \frac{\Sigma_{s,1-2}}{\Sigma_{a2}}}$$

El coeficiente de difusión en un grupo se colapsa mediante teoría de dos grupos mediante la conservación del área de migración:

$$M^2(i) = \tau + L^2 = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr1} \cdot (\Sigma_{a1} + \Sigma_{s,1-2})} + \frac{1}{3 \cdot \Sigma_{tr1} \cdot \Sigma_{a2}}$$

Obteniendo el valor de Difusión en un grupo como:

$$D(i) = \Sigma_a(i) \cdot M^2(i)$$

## B.6 Efecto en reactividad del cambio de las secciones eficaces.

La ecuación de difusión en dos grupos viene dada por :

$$\begin{cases} D_1 \nabla^2 \phi_1 - \Sigma_{a1} \phi_1 - \Sigma_{s,1-2} \phi_1 + \frac{1}{k_{eff}} \cdot (\nu \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu \Sigma_{f2} \phi_2) = 0 \\ D_2 \nabla^2 \phi_2 - \Sigma_{a2} \phi_2 + \Sigma_{s,1-2} \phi_1 = 0 \end{cases}$$

Donde matricialmente se podría poner como :

$$M\Phi + N\Phi = 0$$

Resultando un sistema homogéneo de ecuaciones. Si a este sistema le introducimos la función de forma del flujo correspondiente a la ecuación de ondas, daría como condición de flujo no idénticamente nulo, para  $k_{eff} = 1$ , la nulidad del siguiente determinante. Permitiendo conocer los valores de  $B^2$ .

$$\begin{vmatrix} -D_1 B^2 - \Sigma_{a1} - \Sigma_{s,1-2} + \nu \Sigma_{f1} & \nu \Sigma_{f2} \\ \Sigma_{s,1-2} & -D_2 B^2 - \Sigma_{a2} \end{vmatrix} = 0$$

El valor de  $B^2$  , podría calcularse aplicando la condición anterior quedando de la siguiente forma (se escogerá el signo positivo de la raíz, el modo asintótico).

$$\begin{cases} B^2 = \frac{(z_2 - z_1) \pm \sqrt{(z_1 + z_2)^2 + 4 \cdot \nu \Sigma_{f_1} \cdot \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \cdot D_1 \cdot D_2}}{2D_1 D_2} \\ z_1 = \Sigma_{a_2} \cdot D_1 \\ z_2 = -D_2 \cdot (\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} - \nu \Sigma_{f_1}) \end{cases}$$

Las relaciones de flujos y el valor de  $k_\infty$  vendrán dadas por:

$$\begin{cases} k_\infty = \frac{\nu \Sigma_{f_1} \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2} + \nu \Sigma_{f_2}}{\Sigma_{a_1} \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2} + \Sigma_{a_2}} \\ \frac{\phi_1}{\phi_2} = \frac{(\Sigma_{a_2} + D_2 B^2)}{\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}} \end{cases}$$

El valor de  $k_{eff}$  vendrá dado por :

$$k_{eff} = \frac{\nu \Sigma_{f_1} \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2} + \nu \Sigma_{f_2}}{(\Sigma_{a_1} + D_1 B^2) \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2} + (\Sigma_{a_2} + D_2 B^2)}$$

En una primera aproximación y utilizando la teoría de perturbaciones de primer orden, se puede evaluar el cambio de reactividad de la celda combustible cuando cambia una sección eficaz de la siguiente manera. Calculando ahora las mismas relaciones para la ecuación Adjunta del Flujo:

$$M^+ \Phi^+ + N^+ \Phi^+ = 0$$

Donde  $M^+ = M^T$  y  $N^+ = N^T$ .

Reordenando las ecuaciones anteriores, se podría obtener una relación del flujo adjunto rápido a térmico. Y de igual forma suponiendo que el valor de  $k_{eff}$  es idéntico en ambas ecuaciones se puede buscar una relación existente entre la relación de flujos real y adjunta. Esta relación vendrá dada por :

$$\frac{\Phi_1^+}{\Phi_2^+} = \frac{1 + \frac{\nu \Sigma_{f_1}}{\nu \Sigma_{f_2}} \frac{\phi_1}{\phi_2}}{1 + \frac{(\Sigma_{a_1} + D_1 B^2)}{(\Sigma_{a_2} + D_2 B^2)} \cdot \frac{\phi_1}{\phi_2}}$$

Por último y para concluir se puede aplicar la teoría de perturbaciones en dos grupos para el cálculo de la reactividad producida ante un cambio de las condiciones del reactor. La fórmula que indica el cambio de reactividad será:

$$\Delta\rho = \frac{\frac{\Phi_1}{\Phi_2} \cdot \frac{\Phi_1^+}{\Phi_2^+} [\delta\Sigma_1] + \frac{\Phi_1}{\Phi_2} [-\delta\Sigma_{s,1\rightarrow 2}] + [\delta\Sigma_2]}{\frac{\Phi_1}{\Phi_2} \cdot \frac{\Phi_1^+}{\Phi_2^+} \nu\Sigma_{f1} + \frac{\Phi_1^+}{\Phi_2^+} \nu\Sigma_{f2}}$$

Donde:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\Sigma_1 = -B^2 \cdot \delta D_1 - \delta\Sigma_{a1} - \delta\Sigma_{s,1\rightarrow 2} + \delta\nu\Sigma_{f1} \\ \delta\Sigma_2 = -B^2 \cdot \delta D_2 - \delta\Sigma_{a2} + \delta\nu\Sigma_{f2} \end{array} \right.$$

# Índice de Materias

- COBANO. 103, 118
- COBAYA. 96
- color-set. 217
- condensación. 43. 57
- Dancoff. 69. 161
- DELFIN. 116
- espectro neutrónico. 288
- expansión modal. 292
- factores de discontinuidad. 100. 177
- fracciones de fisión. 121. 138
- Gauss-Newton. 181
- GENLIBRERIA. 107
- GENPREWIM. 103
- heterogeneidad. 33. 55. 59
- historia espectral. 78. 133
- homogeneización. 43
- MARIA. 96
- MELON. 117
- modo fundamental. 294
- Monte Carlo. 232
- multigrupos. 283
- multivariable. 129
- Newton-Raphson. 181
- parametrización. 57. 75. 121
- PIJ. 97
- POSPIJ. 102
- PREPIJ. 101
- reflector. 183
- SIMTRAN. 97
- tratamiento del agua entre elementos (strap). 167
- vecindad. 147
- WIMS. 97

## Curriculum.

D. Oscar Luis Cabellos de Francisco nace en Cifuentes (Guadalajara) el 7 de Marzo de 1969. Ingresó en 1987 en la Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales de Madrid. Finaliza en el año 1993 como mejor alumno de la especialidad de Técnicas Energéticas y realiza el Proyecto Fin de Carrera en el Departamento de Ingeniería Nuclear, bajo la dirección del catedrático D. José M<sup>a</sup> Aragonés, con la calificación de Matrícula de Honor.

Comienza su labor investigadora en el Instituto de Fusión Nuclear en Octubre de 1993. En Enero de 1994 se le concede una beca del Ministerio de Educación y Ciencia, ingresando en la Sección de Formación de Profesorado Universitario. Tras el paréntesis del Servicio Militar (Agosto de 1994 hasta Mayo de 1995) se reincorpora al Instituto centrando su investigación en el análisis de códigos para reactores nucleares de agua a presión.

En Enero de 1995 es nombrado profesor asociado del Departamento de Ingeniería Nuclear de la E.T.S.I.I.M. impartiendo las asignaturas de Radioisótopos y Prácticas de Física Nuclear I y II. En Octubre del mismo año cambia al área de Física Nuclear I y II. Desde Octubre de 1996 se incorpora como profesor asociado al área de Tecnología Nuclear I, desempeñando esta función actualmente.

Ha participado en los proyectos de investigación como investigador colaborador:

- Proyecto del Plan de Investigación Eléctrico (PIE nº041042). *Desarrollo de un Modelo Neutrónico Termohidráulico para la Vigilancia de los Factores de Pico*. Proyecto dirigido por ENDESA y Asoc. Nuc. Vandellós II. (1993-94).
- Proyecto del Plan de Investigación Eléctrico (PIE nº041042). *Proyecto de I+D en Ingeniería. Vigilancia y Operación del Núcleo de C.N. Vandellós II*. Acuerdo marco de colaboración entre Asoc. Nuc. Vandellós II y el Instituto de Fusión Nuclear. (1995).

Publicaciones en congresos y revistas internacionales:

- Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., *Methods and Performance at the 3-D PWR Core Dynamics SIMTRAN Online Code*. Nuc. Sci. and Eng., **124**, 111-124 (1996).
- Cabellos, O., Aragonés, J. M., Ahnert, C., *Generalized Effects in Two-Group Cross Sections and Discontinuity Factors for PWRs*. Proc. Int. Conf. on Phy. Reactors. PHYSOR 96. Mito (Japón). **1**, B82-91. (1996).
- Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., Martínez, D., *On-line Core Surveillance and Prediction by 3D PWR Core Dynamics SIMTRAN Code*. Nuc. Eur. World., **3**, 46-47. (1997).

Asistencia a congresos españoles:

- Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., *Avances en la Modelización 3D de Núcleos PWR con el Sistema de Códigos SEANAP*. Córdoba (España). XX Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1994).
- Aragonés, J.M., Ahnert, C., Cabellos, O., *Avances en la Modelización 3D de la Instrumentación Nuclear y Factores de Pico con el Código SIMTRAN-EL*. Reus (España). XXI Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1995).
- Cabellos, O., Aragonés, J. M., Ahnert, C., *Mejora de la Modelización de Núcleos PWR. Efectos Generalizados en las Secciones Eficaces de Dos Grupos y Factores de Discontinuidad*. Santander (España). XXII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1996).
- Cabellos, O., Aragonés, J. M., Ahnert, C., *Tratamiento Detallado de la Heterogeneidad en Núcleo de Agua a Presión con Códigos de Cálculo Avanzado*. La Coruña (España). XXIII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1997).
- Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., *Planificación de Maniobras Operacionales con el Simulador Dinámico 3D de núcleo SIMTRAN*. La Coruña (España). XXIII Reunión Anual de la Sociedad Nuclear Española. (1997).

Coautor del curso impartido a los operarios de la central nuclear de Ascó I y II:

- Aragonés, J. M., Ahnert, C., Cabellos, O., García-Herranz N., *Curso de Planificación de Maniobras Operacionales en los Núcleos de C.N. Ascó. I.F.N. y U.P.M.* (1997).



Otros datos de interés:

- Realizó trabajo en prácticas en la Central Nuclear de Trillo I. durante los años 1990, 91 y 92.
- Formó parte del comité organizador del X Certamen sobre Nuevas Fuentes de Energía: Heliatom'93 que tuvo lugar en la E.T.S.I.I.M.
- Recibió el premio de investigación para la ampliación de estudios del Instituto *José A. Artigas* de la E.T.S.I.I.M. en 1994.
- Asistió al curso de formación sobre *Modern Reactor Physics and the Modelling of Complex Systems* en la Frederic Joliot Summer School perteneciente a la C.E.A. . Cadarache (Francia). 1996.



UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID



0500167794